



Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique auprès de l'expérience CALICE dans le cadre du projet "International Linear Collider".

Mustapha Benyamna

► To cite this version:

Mustapha Benyamna. Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique auprès de l'expérience CALICE dans le cadre du projet "International Linear Collider".. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010. Français. NNT: . tel-00504073

HAL Id: tel-00504073

<https://theses.hal.science/tel-00504073>

Submitted on 19 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ CLERMONT II - BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
(SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

Mustapha BENYAMNA
Maître ès-Sciences, Master de Physique

Étude d'un prototype de calorimètre électromagnétique auprès de l'expérience
CALICE dans le cadre du projet « International Linear Collider ».

Thèse soutenue publiquement le 19 mai 2010, devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT	
Examineurs :	M.	P.	GAY	Directeur de thèse
	M.	I.	LAKTINEH	Rapporteur
	M.	J.F.	GENAT	Rapporteur
	M.	J.	LECOQ	
	M.	R.	CORNAT	
	M.	E.	COUE	Invité

UNIVERSITÉ CLERMONT-FERRAND II - BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

Cette thèse intitulée:

**Etude d'un prototype de calorimètre électromagnétique auprès de
l'expérience CALICE dans le cadre du projet "International Linear
Collider"**

présentée par:

Mustapha BENYAMNA
Maître ès-sciences, Master

Mai, 2010

N'ont-ils pas vu que les cieux et la terre formaient une seule masse compacte ? ensuite nous les avons séparés et fait de l'eau toute chose vivante. Ne croiront-ils donc pas ? (Coran)

2.1.3	Paramètres de la machine	42
2.1.4	La source des électrons et des positrons	43
2.1.5	Bruit de fond de <i>beamstrahlung</i>	44
2.2	Description du détecteur ILC	45
2.2.1	Généralités	45
2.2.2	Le trajectographe	47
2.2.2.1	Le détecteur de vertex	47
2.2.2.2	Le trajectographe principal	48
2.2.2.3	Le trajectographe intermédiaire	49
2.2.3	Le calorimètre	50
2.2.4	La chambre à muon	51
2.2.5	Le système d'acquisition des données	52
2.2.6	Conclusion	53
2.3	Description du prototype ECAL	53
2.3.1	La géométrie et la structure mécanique	55
2.3.2	Description de la zone sensible	57
2.3.3	Calibration du "Slab"	58
2.3.4	Electronique et acquisition de données	58
2.3.5	Les configurations du faisceau test	59
2.3.5.1	Introduction	59
2.3.5.2	Les prises des données du faisceau test	59
CHAPITRE 3 : LES ÉVÉNEMENTS CARRÉS		62
3.1	Introduction	62
3.2	Notions théoriques	64
3.2.1	Introduction	64
3.2.2	Physique des semi-conducteurs	65
3.2.2.1	Structure en bandes des solides	65
3.2.2.2	Conducteurs, semi-conducteurs, isolants	65
3.2.2.3	Le dopage	66
3.2.2.4	Conduction	68
3.2.2.5	La jonction <i>pn</i>	69
3.2.2.6	Statistique de Fermi-Dirac	69
3.2.2.7	Notions importantes	70
3.2.3	Détecteurs à pixels	71

3.3	Simulation SILVACO	71
3.3.1	Introduction	71
3.3.2	Qualification du SILVACO	76
3.3.2.1	Comparaison entre les valeurs théoriques des capacités et celles trouvées par SILVACO	77
3.3.2.2	Simulation des lignes de champs	80
3.3.2.3	Phénomène du claquage	83
3.3.3	Simulation d'une partie du capteur du prototype ECAL-CALICE en 3D	88
3.3.4	Injection de charges et mesure de diaphonie	96
3.3.4.1	Courant de fuite et phénomène de claquage	96
3.3.4.2	Analyse et conclusion	108
3.3.5	La distribution d'énergie de la diaphonie trouvée dans les données de faisceau test CALICE-ECAL	108
3.4	Le Banc de test	116
3.4.1	Introduction	116
3.4.2	Calibration du banc de test	117
3.4.2.1	La boîte noire	117
3.4.3	Etude sur les capteurs Cuivre-Epoxy	119
3.4.4	Mesures sur des capteurs réels	131
3.4.4.1	Etudes et solutions	132
3.4.4.2	Etude sur les capteurs OnSemi	132
3.4.4.3	Remarques	138
3.5	Conclusion	142

CHAPITRE 4 : IDENTIFICATEUR DE PHOTON POUR LE PRO-TOTYPE CALICE 144

4.1	Identification des photons ou des électrons dans le prototype CALICE	144
4.1.1	Introduction	144
4.1.2	Partie théorique	145
4.1.2.1	L'évaluation de α et de β	145
4.1.2.2	L'évaluation des estimateurs A et B	148
4.1.3	Sélection des événements	149
4.1.4	Les résultats obtenus pour les données Monte Carlo	150

4.1.5	Les résultats obtenus pour les données faisceau test collectées en 2006 au CERN	167
4.1.6	Conclusion	177
CONCLUSION		178
BIBLIOGRAPHIE		180

A mes parents, ma femme et Yamina.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier Alain BALDIT de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire à Clermont Ferrand pendant ma thèse .

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à mon directeur de thèse Pascal Gay pour son aide, ses conseils, sa disponibilité et sa patience.

J'exprime ma gratitude à M. Imad Laktineh et M. Jean-François Genat d'avoir assuré la fonction de rapporteur ainsi qu'à M. Jacques Lecoq et Rémi Cornat de participer au jury de thèse.

Merci aux membres du groupe ILC, François Morisseau, Djamel Boumediene, Remi Cornat, Cristina Cârloganu, Nicole Brun, Laurent Royer, Samuel Manen...

Je remercie infiniment Edith Coue de L'ISIMA, Jean Paul Wrzesniewski de SMMIC et Janine Pellet.

J'exprime aussi tout mes remerciements à l'ensemble des membres de LPC pour leur sympathie, en particulier le personnel administratif et technique dont l'aide quotidienne fut précieuse.

Une pensée particulière à mes parents, ma femme, ma famille et la famille Khadrawi.

Merci à tous les professeurs et enseignants qui, tout au long de ma scolarité, ont partagé leur savoir et fourni de précieux conseils.

Et enfin, à tous les camarades et amis : Rami Khadrawi, Ana Da Costa, Dabli Djamel, Jahjah Hussein Marwa, Rebai Ahmed... ainsi que ceux qu'on ne cite pas.

INTRODUCTION

L'expérience à laquelle je participe, est un projet de collisionneur linéaire international (International Linear Collider, ILC). C'est le futur accélérateur linéaire électron-positron qui permettra sans difficulté, d'observer le boson de Higgs, s'il existe réellement à la masse prédite par la théorie du modèle standard.

De plus, ILC pourrait permettre d'entrevoir les réponses à des questions importantes de la physique d'aujourd'hui, comme l'unification des forces ainsi que la gravité, la structure de la matière noire, ou encore expliquer la création de l'univers.

Toutes les théories actuelles nous indiquent qu'aux énergies de fonctionnement prévues pour ILC, les collisions entre électrons, et positrons nous feront voir de nouveaux phénomènes. On pourra accéder aux énergies proches de celles qui ont créé la brisure de symétrie du modèle standard, et si le boson de Higgs est découvert, ILC sera le meilleur accélérateur pour étudier ses propriétés avec précision, mais également les propriétés de particules déjà connues comme le boson Z. Au delà du modèle standard, ILC pourrait explorer les pistes de la théorie de la supersymétrie qui est actuellement la théorie la plus probable pour combler certaines lacunes du modèle standard, et prévoit l'existence d'une particule qui pourrait expliquer la matière noire, elle prévoit l'unification des interactions fortes, faibles, et électromagnétiques à très haute énergie.

C'est un projet d'envergure qui nécessite une participation internationale (en particulier les régions principales : le Japon, les États Unis et l'Europe) tant au niveau de la recherche que du financement.

Actuellement, ILC en est à un stade de recherche et développement sur les détecteurs qu'on doit utiliser pour reconstruire au mieux les gerbes de particules émises lors du choc entre les deux faisceaux. Les chercheurs travaillent principalement sur un aspect de la détection : les calorimètres qui vont permettre d'observer les particules et les polarimètres.

L'ILC est un projet dont le but est, avec le LHC au CERN, d'étudier la physique à des énergies nettement plus hautes que celles étudiées aujourd'hui. Le dessin du collisionneur devrait s'étendre jusqu'en 2015 environ, année où le projet devrait être officiellement démarré. Le coût du collisionneur, incluant les salaires, devrait être de l'ordre de huit milliards de dollars, mais ce montant n'est pas totalement fixé. Le site où le collisionneur sera établi n'est pas encore choisi.

La principale raison pour laquelle, il a été décidé de faire un accélérateur linéaire est le fait, que le coût et l'énergie est moindre pour un accélérateur linéaire que pour un accélérateur circulaire. Les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron ayant lieu dans les accélérateurs circulaires sont responsables de cette différence.

Le but premier d'ILC ne sera pas de découvrir le boson de Higgs, on considère plutôt qu'il devrait être observé soit au Tevatron, soit au LHC, sauf si le boson de Higgs se désintègre en particules invisibles (par exemple, si la particule Z se désintègre en neutralinos, éléments existant dans la théorie de la supersymétrie). L'ILC pourrait détecter le boson de Higgs dans ce cas, en étudiant le recul du boson vecteur Z.

Le but principal de ce collisionneur, en ce qui concerne la recherche du boson de Higgs, sera de déterminer ses propriétés, en particulier son spin, et sa parité, en étudiant les sections efficaces de seuil, et la distribution angulaire dans les désintégrations du Higgs, ce qui ne sera pas fait au LHC. C'est pourquoi on considère que l'ILC ne sera pas vraiment en compétition avec le LHC, on souhaite plutôt une synergie entre les deux collisionneurs.

Des électrons et des positrons entreront en collision à l'International Linear Collider. Le collisionneur sera formé de deux accélérateurs linéaires de 10 à 20 kilomètres chacun (selon les sources). L'angle de croisement entre les faisceaux sera de l'ordre de 20 mrad, et chaque faisceau aura une énergie d'environ 250 GeV au départ (pour une énergie au centre de masse d'environ 500 GeV). Il est prévu d'éventuellement augmenter l'énergie de chaque faisceau à 500 GeV chacun, de façon à ce que l'énergie au centre de masse soit d'environ 1 TeV.

Le projet CALICE (Calorimeter for Linear Collider with Electrons) est un projet développé depuis quelques années pour concevoir des calorimètres de haute granularité, ils pourront donc mesurer avec une grande précision le flux des particules, et permettre de discerner les particules très proches lors du développement des gerbes. C'est ce qui nous intéresse pour avoir un maximum d'informations sur toutes les désintégrations de particules.

EUDET est un projet soutenu par l'union européenne dans le 6^{eme} programme-cadre structurant la région européenne de recherche. Le projet comporte 31 instituts européens repartis sur 12 pays différents. En outre, 24 instituts associés contribueront, et exploiteront l'infrastructure de recherches d'EUDET pour soutenir le R&D du détecteur en Europe pour le prochain grand projet de particules, l'ILC.

CHAPITRE 1

LE MODÈLE STANDARD ET LA PHYSIQUE AU COLLISIONNEUR LINÉAIRE

1.1 Le Modèle standard et le secteur de Higgs

La physique des particules décrit le comportement et l'interaction des particules élémentaires. Cette physique est décrite par une théorie : le “Modèle standard”. Ces interactions y sont exprimées en termes d'échange de bosons : photons, gluons et bosons massifs Z et W^\pm .

1.1.1 Le Modèle standard

Les descriptions des interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées dans le modèle de Glashow[1], Salam[2] et Weinberg[3]. Le mécanisme de Glashow, Illiopoulos et Maini [4] permet d'étendre ce modèle aux quarks. Cette théorie décrivant les particules élémentaires et leurs interactions est appelée Modèle standard. Elle se base sur une symétrie de groupe.

1.1.1.1 Théories de jauge

Dans ce paragraphe, on définit la théorie de jauge de Yang-Mills. Considérons une densité Lagrangienne $L[\phi, \partial_u \phi]$ invariante sous un groupe de transformations de dimension D :

$$\phi' = U(\theta^A) \phi \quad (A = 1, 2, \dots, D) \quad (1.1)$$

où pour θ^A infinitésimal $U(\theta^A) = 1 + i g \sum_A \theta^A T^A$.

T^A sont les générateurs du groupe de transformations. Les générateurs satisfont les relations de commutation suivantes :

$$[T^A, T^B] = i C_{ABC} T^C. \quad (1.2)$$

si les paramètres θ^A dépendent des coordonnées d'espace-temps : $\theta^A = \theta^A(x_\mu)$ alors la densité lagrangienne n'est plus invariante sous la transformation de jauge correspondante $U[\theta^A(x_\mu)]$. L'invariance de jauge est retrouvée en remplaçant la dérivée ordinaire par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + igV_\mu \quad (1.3)$$

où $V = \sum_A T^A V^A$. C'est un ensemble de champs de jauge qui se transforme selon la loi suivante :

$$V'_\mu = UV_\mu U^{-1} - \left(\frac{1}{ig}\right) (\partial_\mu U)U^{-1} \quad (1.4)$$

Il en résulte que $D_\mu \phi$ suit les mêmes lois de transformation que ϕ :

$$(D_\mu \phi)' = U (D_\mu \phi) . \quad (1.5)$$

Ainsi $L[\phi, D_\mu \phi]$ est invariant sous une transformation de jauge. Un terme cinétique en V peut être construit en considérant :

$$[D_\mu, D_\nu] \phi = ig (\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu + ig[V_\mu, V_\nu]) \phi = ig F_{\mu\nu} \phi \quad (1.6)$$

où $F_{\mu\nu}$ est défini de la sorte :

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu V_\nu^A - \partial_\nu V_\mu^A - gC_{ABC}V_\mu^B V_\nu^C. \quad (1.7)$$

On peut montrer que :

$$F'_{\mu\nu} = UF_{\mu\nu}U^{-1}. \quad (1.8)$$

Le lagrangien complet de Yang-Mills s'écrit :

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_A F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} + L[\phi, D_\mu \phi]. \quad (1.9)$$

Dans le cas de l'électrodynamique quantique (QED), la transformation de jauge se réduit à $U[\theta(x)] = \exp[ieQ\theta(x)]$.

où Q est la charge du générateur. Le champ de jauge associé, le photon, se transforme de la façon suivante :

$$V'_\mu = V_\mu - \partial_\mu \theta(x). \quad (1.10)$$

1.1.1.2 Les champs physiques et les interactions fondamentales

La théorie du modèle standard correspond à une symétrie de jauge où une symétrie de groupe est associée à chaque interaction.

Les interactions qu'on considère sont au nombre de trois :

- L'interaction forte : transmise par huit gluons de masse nulle. La charge associée est la charge de couleur C. Les quarks peuvent avoir trois états de couleur tandis que les leptons sont des singulets de couleur. La symétrie gauche-droit est respectée par cette interaction.

- L'interaction forte est représentée par le groupe

$$SU(3)_C \quad (1.11)$$

Une particularité importante de l'interaction forte, est le fait que, l'intensité d'interaction entre deux quarks croît avec la distance.

- L'interaction faible a pour groupe de symétrie, le groupe $SU(2)_L$, dont les générateurs, $t_{L,R}^a$, vérifient la relation de commutation suivante :

$$[t_{L,R}^a, t_{L,R}^a] = i\epsilon_{abc}t_{L,R}^c \quad (1.12)$$

Les fermions sont les états propres du générateur t_3 du groupe. Les champs fermioniques sont décrits par les composantes gauches et droites :

$$f_{LR} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\bar{f} \quad (1.13)$$

$$\bar{f}_{LR} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\bar{f} \quad (1.14)$$

où γ_5 est la matrice chirale de Dirac. Le MS des interactions électrofaibles est une théorie chirale en ce sens qu'elle traite différemment les composantes gauches et droites des fermions.

La charge du groupe est l'isospin faible. Un doublet d'isospin faible est associé aux fermions droits :

$$I_{3L} = \pm \frac{1}{2} \quad (1.15)$$

$$I_{3R} = 0 \quad (1.16)$$

L'isospin est nul pour les fermions droits, qui n'interagissent pas avec les champs de jauge $SU(2)_L$.

- L'interaction électromagnétique a pour groupe de symétrie le groupe $U_Y(1)$. Les doublets et singulets de fermions sont aussi des états propres de ce groupe. La

charge associée est l'hypercharge faible. La charge électrique s'écrit :

$$Q = t_L^3 + \frac{1}{2}Y_L = t_R^3 + \frac{1}{2}Y_R. \quad (1.17)$$

Les particules sont classées en familles comprenant deux quarks, et deux leptons chacune. Le nombre de familles n'est pas fixé par le modèle. Les mesures effectuées à LEP1 du nombre de neutrinos dont la masse est inférieure à $\frac{m_Z}{2}$ donnent [5] :

$$N_v = 2.991 \pm 0.0016$$

On résume la composition des familles de fermions dans ce tableau :

	Particule	Charges élec. (e^+)	Masse (MeV/c^2)
Quarks	u	$+\frac{2}{3}$	1.5 - 5
	d	$-\frac{1}{3}$	3 - 9
	c	$+\frac{2}{3}$	1.1 - 1.4
	s	$-\frac{1}{3}$	60 - 170
	t	$+\frac{2}{3}$	173800 ± 5200
	b	$-\frac{1}{3}$	4100 - 4400
Leptons	e	- 1	0.511
	ν_e	0	$< 10^{-5}$
	μ	-1	105.7
	ν_μ	0	< 0.17
	τ	-1	1777.0
	ν_τ	0	< 18.2

Tab.1 : Famille de fermions dans le modèle standard.

1.1.1.3 Modèle standard des interactions électrofaibles

Le Modèle standard des interactions électrofaibles se base sur un Lagrangien de type Yang-Mills. Il n'implique que des bosons de jauge et des fermions. Il est défini par :

$$L_{sym} = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R \quad (1.18)$$

où $B_{\mu\nu}$ et $F_{\mu\nu}^a$ sont les tenseurs de jauge antisymétriques définis par les champs de jauge B_μ et W_μ^a :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.19)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc}W_\mu^a W_\nu^c \quad (1.20)$$

ϵ_{abc} est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita. La dérivée covariante D_μ est définie par :

$$D_\mu \psi_{L,R} = \left[\partial_\mu + ig \sum_{a=1}^3 t_{L,R}^a W_\mu^a + ig' \frac{1}{2} Y_{L,R} B_\mu \right] \psi_{L,R} \quad (1.21)$$

Le Lagrangien s'écrit alors :

$$L_{sym} = L_{YM} + L_f = \frac{1}{4} (\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k)^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 + L_f \quad (1.22)$$

où L_{YM} est un langrangien de type Yang-Mills et L_f la composante n'impliquant que des fermions.

Aux générateurs du groupe $SU(2)_I$ est associé le triplet : $W_\mu^a (a = 1..3)$ dont le couplage est g et à ceux du groupe $U(1)_Y$ est associé un champ scalaire B_μ au couplage g' . Ces champs correspondent aux bosons de jauge du modèle. Ils sont donc au nombre de quatre et sont de masse nulle.

Les bosons physiques sont une combinaison normalisée de B_μ et W_μ^3 :

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \quad (1.23)$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \quad (1.24)$$

Ce qui introduit l'angle de mélange θ_W . On en déduit la relation entre les cou-

plages faible et électromagnétique :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.25)$$

ou encore

$$\alpha_W = \sqrt{2} G_F \frac{m_W^2}{\pi} = \frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W} \simeq \frac{1}{30} \quad (1.26)$$

Alors que la masse du photon est considérée comme nulle ($m_\gamma < 210^{-16} \text{eV}/c^2$ [6]) le modèle de Fermi indique que la masse du bosons W est de l'ordre de 90 GeV, soit celle d'un atome de Molybdène.

Cette asymétrie est obtenue en introduisant dans le MS un champ scalaire auquel est associé une particule physique : le Higgs, objet du paragraphe suivant.

1.1.2 Brisure de symétrie électrofaible et boson de Higgs

L'invariance de jauge $SU(2)_L * U(1)_Y$ impose une masse nulle aux bosons de jauge car le terme de masse $m^2 A_\mu A^\mu$ n'est pas invariant par la transformation $A_\mu \longrightarrow A_\mu - \partial_\mu \chi(x)$. Cependant l'expérience montre que les bosons de jauge électrofaibles Z^0 , et W^\pm ont une masse ($m_z = 91.82 \text{GeV}/c^2$, $m_W \simeq 81 \text{GeV}/c^2$).

Le mécanisme de Higgs permet de contourner cet inconvénient, et d'introduire la masse des bosons de jauge dans le lagrangien sans briser l'invariance.

1.1.2.1 Principe de mécanisme de Higgs

Le principe du mécanisme de Higgs consiste à introduire un champ scalaire supplémentaire et qui possède la symétrie du champ de jauge. Considérons tout d'abord le cas d'un champ de jauge abélien sans masse A_μ et d'un champ scalaire ϕ décrit par le lagrangien :

$$L = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - V(\phi) - 1/4 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.27)$$

où le potentiel est :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2.$$

avec $\mu^2 > 0$, et $\lambda > 0$, de telle sorte que le potentiel possède une borne inférieure. $F_{\mu\nu}$ est le tenseur antisymétrique du champ $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

La transformation de jauge infinitésimale :

$$\begin{aligned}\phi &\longrightarrow 1 + ig\chi(x)\phi \\ A_\mu &\longrightarrow A_\mu - \partial_\mu\chi(x)\end{aligned}$$

laisse le lagrangien (èq. 1.27) invariant à condition d'utiliser la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu.$$

Le potentiel $V(\phi)$ (Fig1.1) présente un minimum pour $\phi = \nu/\sqrt{2}$, avec $\nu = \sqrt{\mu^2/\lambda}$, c'est à dire pour une valeur non nulle de ϕ qui ne respecte pas la symétrie du potentiel. Le calcul perturbatif des excitations du vide s'opère autour de ce minimum en effectuant la substitution :

$$\phi = (\nu + h(x))/\sqrt{2},$$

où $h(x)$ est un champ réel.

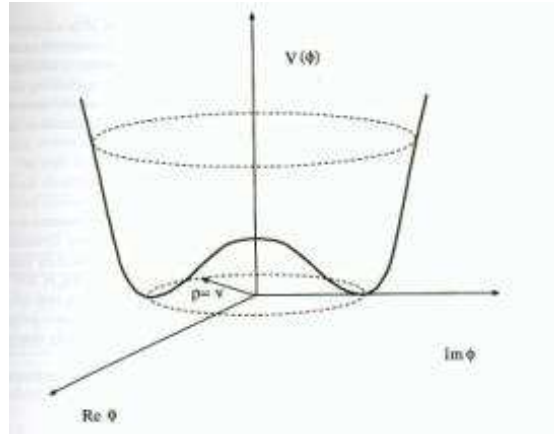


FIG. 1.1 – Potentiel de Higgs du type $V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$.

Le lagrangien (èq. 1.27) se réécrit :

$$\begin{aligned}L = & 1/2[(\partial_\mu - igA_\mu)(\nu + h)(\partial^\mu + igA^\mu)(\nu + h)] + 1/2\mu^2(\nu + h)^2 - 1/4\lambda(\nu + h)^4 \\ & - 1/4F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}.\end{aligned}$$

Le développement donne un certain nombre de termes dont :

- $g^2\nu^2 A_\mu A^\mu$ terme de masse du champ de jauge,
- $\lambda\nu^2 h$ terme de masse du champ scalaire,
- $\nu g^2 h A_\mu A^\mu$ et $g^2 h^2 A_\mu A^\mu$ interaction du champ scalaire h avec le champ de jauge A,
- λh^4 et $\nu\lambda h^3$ auto-interaction du champ scalaire.

Le mécanisme de Higgs génère une masse $m_A^2 \propto g^2\nu^2$ aux bosons de jauge grâce au champ scalaire qui possède une valeur dans le vide non nulle $\nu = \sqrt{\mu^2/\lambda}$. Il reste un boson scalaire massif $m_h \propto \sqrt{\lambda\nu^2}$, le boson de Higgs h, comme vestige de ce phénomène. La masse du boson de jauge détermine la valeur de ν , mais rien ne permet de connaître la valeur du paramètre du potentiel scalaire λ , et de prédire la masse du boson de Higgs. Cependant les couplages du Higgs aux champs de jauge sont connus, car ils ne dépendent pas de λ , et on peut calculer les sections efficaces de production et de désintégration du boson de Higgs.

1.1.2.2 Le lagrangien du champs de Higgs

Nous allons maintenant étudier comment le mécanisme de Higgs est mis en oeuvre dans la théorie électrofaible de Weinberg et Salam.

Dans le Modèle standard, le champ de Higgs est un doublet scalaire complexe d'hypercharge Y=1 :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

décrit par le lagrangien :

$$L_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi), \quad (1.28)$$

où D_L^μ est la dérivée covariante. Elle introduit les couplages entre le champ de Higgs et les champs de jauge. L'auto-interaction du champ de Higgs est donnée dans $V(\phi)$:

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda/4 (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.29)$$

avec $\mu^2 > 0$, et $\lambda > 0$.

Le potentiel atteint un minimum pour un champ ϕ dont la valeur moyenne dans le vide ν n'est pas nulle. on choisit :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

avec $\nu = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$

pour ne garder que la composante neutre du champ. Si on choisissait $\langle \phi^+ \rangle \neq 1$, le vide posséderait alors une densité d'énergie chargée infinie, ce qui poserait des problèmes cosmologiques. Par rapport à cette référence, le champ s'écrit :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix}.$$

La masse des bosons de jauge s'obtient en substituant la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs dans le lagrangien L_{Higgs} . Le terme de masse est donné par les dérivées covariantes :

$$\begin{aligned} |D_L^\mu \phi_0|^2 &= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8} \nu^2 g^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + \frac{1}{8} \nu^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)(g'B_\mu - gW_\mu^3) \\ &= \left(\frac{1}{2} \nu g \right)^2 W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{1}{8} \nu^2 (W_\mu^3 B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{\mu 3} \\ B^\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.31)$$

où l'on a introduit les états physiques W^\pm de la même façon que dans l'équation :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (1.32)$$

Le premier terme de l'équation(1.31) est le terme de masse pour un boson chargé de la forme $m_W^2 W^+ W^-$. on obtient donc :

$$m_W = \frac{1}{2}vg \quad (1.33)$$

Le terme suivant ($1/8\nu^2\dots$) n'est pas diagonal dans le développement de la forme quadratique. Cela empêche toute identification du Z , et du A avec des termes de masse de la forme $1/2 m_Z^2 Z^2 + 1/2 m_A^2 A^2$. Cela reflète le fait que W_μ^3 , et B_μ ne sont pas les champs physique (états propres de masse). La matrice possède deux valeurs propres : 0 et $g^2 + g'^2$, et dans la nouvelle base normalisée :
pour la valeur propre de 0 :

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.34)$$

pour la valeur propre $g^2 + g'^2$,

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.35)$$

le terme de masse (èq. 1.31) du lagrangien (èq. 1.28) s'écrit :

$$L_{Higgs} = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & m_Z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix}$$

où A_μ et Z_μ sont les champs physiques (photon et Z^0) de masses :

$$m_A = 0, \quad (1.36)$$

$$m_Z = \frac{1}{2}\nu\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.37)$$

La mesure de la masse du Z^0 permet de connaître la valeur moyenne dans le vide du champs de Higgs, soit $\nu = 174\text{GeV}$.

On définit l'angle de Weinberg θ_W :

$$\tan\theta = \frac{g'}{g}$$

Avec cette notation les champs s'écrivent :

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_\mu \sin\theta_W, \\ Z_\mu &= -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu \cos\theta_W \end{aligned} \tag{1.38}$$

et d'après les équations (1.32) et (1.36) :

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos\theta_W \tag{1.39}$$

Il est à noter que les états propres de masse sont les mêmes que les bosons de jauge physiques de l'interaction électrofaible (γ , W^+ , W^- et Z^0). D'une certaine manière, cela conforte le mécanisme de Higgs qui est cohérent avec le reste de la théorie.

L'inégalité des masses du Z^0 et W^\pm résulte du mélange entre les champs W_μ^3 et B_μ décrits par l'angle de Weinberg. Le champ de photons a une masse nulle et $m_Z > m_W$. Cette dernière relation, tirée de l'équation (eq. 1.38), est une prédiction du Modèle standard avec un doublet de Higgs. Un autre choix pour le secteur de Higgs conduirait à :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} \neq 1$$

On peut aussi exprimer la masse du champ de Higgs en remplaçant ϕ_0 (eq. 1.30) dans les deux premiers termes du potentiel $V(\phi)$ (eq. 1.29), et on obtient :

$$m_H^2 = 2\nu^2\lambda.$$

La valeur de λ n'était pas prédite, m_H est un paramètre libre du modèle qu'il convient de mesurer.

1.1.2.3 Le lagrangien de masse des fermions

L'invariance de jauge interdit la présence d'un terme de masse pour les fermions :

$$m_f \bar{f} f = m_f (\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L).$$

Cependant dans le Modèle standard, le même doublet de Higgs peut servir à générer à la fois la masse des bosons de jauge, et la masse des fermions.

Dans le cas des leptons on introduit le terme :

$$L_{massefermions} = \sum_{leptons} -G_e \left[\left(\begin{smallmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e} \end{smallmatrix} \right)_L \left(\begin{smallmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{smallmatrix} \right) e_R + \bar{e}_R \left(\begin{smallmatrix} \phi^- & \bar{\phi}^0 \end{smallmatrix} \right) \left(\begin{smallmatrix} \nu_e \\ e \end{smallmatrix} \right)_L \right] \quad (1.40)$$

Après brisure spontanée de symétrie, en substituant

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix}$$

le lagrangien (èq. 1.39) devient :

$$L_{massefermions} = - \sum_{leptons} \frac{G_e}{\sqrt{2}} [v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) H]$$

Si on choisit G_e tel que :

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}},$$

Le terme de masse apparaît dans le lagrangien :

$$L = - \sum_{leptons} m_e \bar{e} e \left(1 + \frac{H}{v} \right).$$

On fait de même pour les quarks, et le lagrangien de masse de fermions s'écrit :

$$L_{massefermions} = - \sum_{familles} \left[m_e \bar{e} e \left(1 + \frac{H}{v} \right) + m_u \bar{u} u \left(1 + \frac{H}{v} \right) + m_d \bar{d} d \left(1 + \frac{H}{v} \right) \right]$$

Comme précédemment, il ne s'agit pas d'une prédiction de la masse des fermions, puisque le paramètre G_e est arbitraire, mais on a réussi à tenir compte de la masse des fermions dans le lagrangien sans violer l'invariance de jauge.

Comme $\nu = 174$ GeV, les effets du vertex $\bar{f} f H$ sont très faibles et n'ont jamais été observés.

1.1.2.4 Couplages du boson de Higgs

Nous pouvons réécrire le lagrangien du champ de Higgs (èq. 1.28), en termes de champs de jauge physiques. Le terme de couplage du boson de Higgs au Z^0 et aux W^\pm est :

$$\begin{aligned} L_{H-W/Z} &= |D_L^\mu|^2 \\ &= \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}}\right)^2 \left(\frac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{v^2} Z_\mu Z^\mu\right). \end{aligned}$$

En laissant de côté les termes constants, les vertex HZZ et HW^+W^- s'écrivent :

$$L_{H-W/Z} = \frac{m_W^2}{v} H W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{m_Z^2}{v} H Z_\mu Z^\mu$$

Le couplage du champ de Higgs aux bosons de jauge est proportionnel au carré de leur masses :

$$g_{HZZ} = \frac{m_Z^2 \sqrt{2}}{v} = 2(G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}} m_Z^2, \quad (1.41)$$

$$g_{HWW} = \frac{m_W^2 \sqrt{2}}{v} = 2(G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}} m_W^2 \quad (1.42)$$

Le couplage du boson de Higgs aux fermions apparaît directement dans le lagrangien de masse des fermions :

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v}.$$

On remarque que le couplage du boson de Higgs est proportionnel à la masse des fermions, et au carré de la masse des bosons . La désintégration en paires de fermions est donc favorisée à basse énergie.

En résumé, nous avons vu que le Modèle standard de Weinberg, et Salam décrit l'interaction des fermions dans le cadre du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par l'intermédiaire des bosons des jauge W^\pm , W^3 et B^3 . On brise spontanément cette symétrie en introduisant un nouveau champ scalaire complexe d'hypercharge 1, le champ de Higgs, dont le minimum viole la symétrie du lagrangien. De ce fait, trois des degrés de liberté introduits sont “absorbés” par les bosons de jauge W^0, W^\pm pour donner une masse aux états physiques W^\pm, Z^0 alors que le champ de photons A_μ reste

sans masse. Le degré de liberté restant se manifeste sous la forme d'une particule scalaire : le boson de Higgs, dont la masse n'est pas prédite. Par contre les couplages du boson de Higgs aux fermions, et aux bosons sont parfaitement connus et proportionnels aux masses des particules.

1.1.2.5 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs $m_H = v\sqrt{2\lambda}$ n'est pas directement prédite dans le modèle mais certaines considérations permettent de la contraindre [7].

Lorsque la masse du boson de Higgs devient très grande, son auto-couplage et son couplage aux bosons de jauge longitudinaux deviennent grands. Pour pouvoir considérer la théorie comme une théorie perturbative, il est nécessaire d'y ajouter une borne supérieure sur la masse du boson de Higgs. En effet à haute énergie l'amplitude de diffusion élastique des W^+ et W^- au niveau de l'arbre incluant les boucles de bosons de Higgs tend vers une constante, ce qui viole l'unitarité et donne une autre borne supérieure.

$$\text{Unitarité} \Rightarrow m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$$

Les limites supérieures sur m_H doivent cependant être interprétées avec prudence. Il ne s'agit pas réellement de borne supérieure, mais d'une indication de l'échelle de masse à partir de laquelle, on ne peut plus considérer le boson de Higgs comme une particule élémentaire. Cela donne l'échelle d'énergie où apparaît une nouvelle physique.

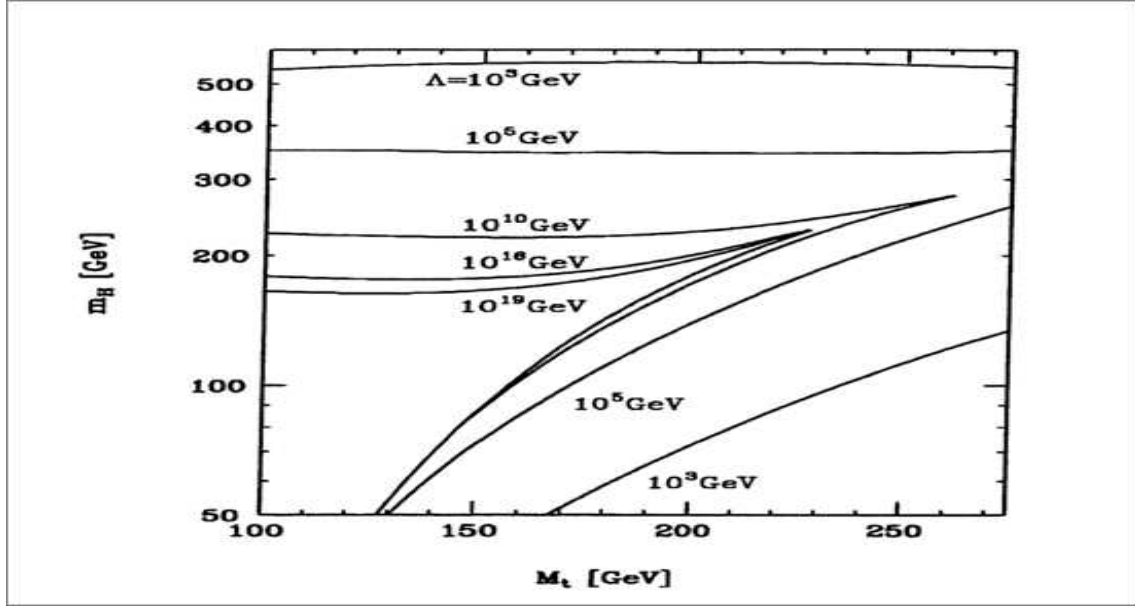


FIG. 1.2 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top m_t et de l'échelle Λ d'apparition d'une nouvelle Physique.

A l'inverse, la stabilité du vide donne une borne inférieure pour de faibles masses du bosons de Higgs. La masse du boson de Higgs est donnée par $m_H = \sqrt{2\lambda}v$, où $v = 174 \text{ GeV}$ et λ est un paramètre libre décrivant l'auto-couplage du champ de Higgs (éq. 1.29). L'évolution de λ est donnée par :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{6}{16\pi^2}(\lambda^2 + \lambda h_t^2 - h_t^4) + \text{corr.e.} - \text{faible}, \quad (1.43)$$

où $t = \ln(q^2/\Lambda^2)$. La variable h_t est le couplage du boson de Higgs au quark top. Le terme en $-h_t^4$ dans l'équation (1.42) entraîne λ vers des valeurs négatives pour les faibles valeurs de t . Si on suppose que la théorie reste valide jusqu'à une échelle $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$, il existe une valeur de t pour laquelle le vide peut devenir instable puisque le potentiel de Higgs n'admet plus de minimum. Il en découle une borne inférieure sur m_H qui dépend de la masse du quark top m_t .

$$\text{Stabilité du vide} \Rightarrow m_H > 52 \text{ GeV}/c^2 + 0.64(m_t - 175 \text{ GeV}/c^2)$$

Ces contraintes sont résumées sur la Figure 1.2 en fonction de m_t pour différentes

valeurs de Λ .

1.2 Au-delà du Modèle standard

Le Modèle standard incorpore toutes les particules et les interactions connues à ce jour (sauf la gravitation). Ses prédictions sont en accord avec l'expérience à un degré rarement atteint en physique. Les prédictions sur l'existence des particules, comme le Z^0 , les W^\pm , le quark top et les relations sur les masses des bosons de jauge, se sont avérées exactes et cela conforte les autres prédictions, comme l'existence du boson de Higgs. Cependant le Modèle standard achoppe sur un certain nombre de points.

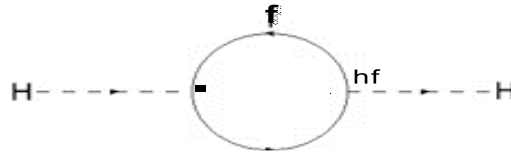


FIG. 1.3 – Boucle de fermions

Ce Tableau présente Les 18 paramètres libres du Modèle standard

m_e, m_μ, m_τ	Masses des leptons
$m_u, m_d, m_s, m_c, m_t, m_b$	Masses des quarks
$m_{W^+}, m_{W^-}, m_{Z^0}$	Masses des bosons de jauge
α, α_S	Constantes de couplage
$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$	Coefficients de la matrice CKM

- Les masses des particules sont générées, mais non prédites par un mécanisme rajouté “ à la main”.
- Les corrections en boucles faisant intervenir le boson de Higgs (fig. 1.3) sont quadratiquement divergentes du fait du couplage à la masse (naturalité).
- Le Modèle standard repose sur 18 paramètres libres, c'est à dire non prédits.
- Nous allons voir comment certains problèmes liés au mécanisme de Higgs peuvent être résolus. Enfin nous discuterons des extensions du Modèle standard.

1.2.1 Supersymétrie

Une des manières d'éliminer certains problèmes du secteur de Higgs, est de chercher de nouvelles symétries. La Supersymétrie (SUSY en abrégé) consiste à associer un fermion à chaque boson et inversement. Une particule et son partenaire supersymétrique forment un super-multiplet dégénéré en masse. Il y aurait donc autant de fermions que de bosons et on aurait seulement découvert la moitié des particules.

$$\text{fermion} \longleftrightarrow \text{boson}$$

La supersymétrie résout quelques problèmes du Modèle standard en unifiant la description des fermions et des bosons :

- Elle stabilise la masse des scalaires par l'exacte compensation des boucles fermioniques, puisque si SUSY est exacte $m_f = m_{\bar{f}}$ (fig.1.4).
- Si elle est locale elle implique la super gravité et entraîne la brisure de symétrie électrofaible.

Comme manifestement SUSY est brisé, puisqu'on n'observe aucun super-partenaire des particules existantes, la compensation (Fig. 1.4) n'est pas exacte mais la différence entre les deux diagrammes est :

$$\begin{aligned} \delta\mu^2 &= \lambda(m_{\bar{f}}^2 - m_f^2) \\ &\simeq \lambda m_{SUSY}^2 \end{aligned}$$

où $m_{SUSY}^2 = m_{\bar{f}}^2 - m_f^2$ est l'amplitude de la brisure de symétrie. Cela résout le problème de hiérarchie à condition que $m_{SUSY} \leq 1TeV$; cela expliquerait que l'on n'ait pas encore observé de particules supersymétriques du fait de leur masse élevée.

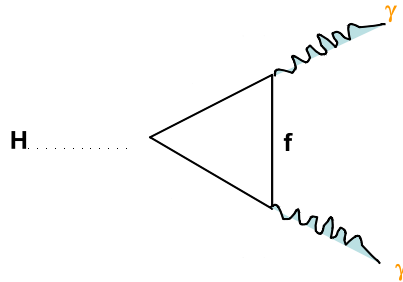


FIG. 1.4 – Anomalie due aux boucles fermioniques

1.2.2 Le secteur de Higgs supersymétrique

Le secteur de Higgs du MSSM s'articule autour de deux doublets de bosons de Higgs, H_1 et H_2 :

$$\begin{pmatrix} H_1^0 + iA_1 \\ H_1^- \end{pmatrix}_{Y=-1} \quad \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 + iA_2 \end{pmatrix}_{Y=1}$$

La symétrie de jauge est brisée, car les valeurs moyennes des champs de Higgs H_1 et H_2 dans le vide ne sont pas nulles :

$$\begin{cases} \langle 0|H_1|0\rangle \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \langle 0|H_2|0\rangle \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \end{cases}$$

Seules les composantes neutres ont une valeur moyenne dans le vide non nulle, sinon le vide ne serait pas neutre. On définit l'angle de mélange β par :

$$\begin{cases} \tan^2 \beta = \frac{v_2^2}{v_1^2} = \frac{m_1^2 + \frac{m_Z^2}{2}}{m_2^2 + \frac{m_Z^2}{2}} \\ v^2 = v_1^2 + v_2^2, \end{cases}$$

soit,

$$\begin{cases} v_1 = v \cos \beta \\ v_2 = v \sin \beta \end{cases}$$

Les états propres de masse qui en résultent sont :

- un état neutre, $CP = -1$, A construit à partir de A_1 et A_2 :

$$A = A_1 \sin \beta + A_2 \cos \beta$$

- deux états complexes chargés H^\pm , construits à partir de H_1^- et H_2^+ ,

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Le calcul des masses au niveau de l'arbre donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_A^2 = m_1^2 + m_2^2 \\ m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \\ m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right] \end{array} \right. \quad (1.44)$$

où par convention on choisit $m_H > m_h$. Les angles de mélange α et β sont reliés par la relation :

$$\tan 2\alpha = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \tan 2\beta.$$

Les valeurs moyennes dans le vide v_1 et v_2 étant réelles et positives, cela implique que $0 \leq \beta < \pi/2$. D'autre part, les conditions de brisure de symétrie électrofaible imposent que $\tan \beta > 1$ et par conséquent :

$$\frac{\pi}{4} < \beta < \frac{\pi}{2}.$$

Les relations de masse au niveau de l'arbre (éq. 1.43) conduisent aux inégalités suivantes :

- $m_{H^\pm} > m_W$
- $m_h \leq m_A \leq m_H$
- $m_h \leq m_Z \cos 2\beta \leq m_Z$
- $m_h^2 + m_H^2 = m_A^2 + m_Z^2$

Les masses de fermions s'expriment en fonction des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs H_1 et H_2 :

$$m_{u,c,t} = h_{u,c,t} v_2$$

$$m_{d,s,b} = h_{d,s,b} v_1$$

$$m_l = h_l v_1,$$

où $h_{u,c,t}$, $h_{d,s,b}$, h_l sont les couplages des fermions aux champs de Higgs.

En particulier pour le quark top, on a :

$$m_t = h_t v \sin \beta.$$

Les couplages des bosons de Higgs h et A (fig. 1.6) se calculent à partir des couplages du boson de Higgs standard et d'un facteur multiplicatif $\sin(\beta - \alpha)$ ou $\cos(\beta - \alpha)$.

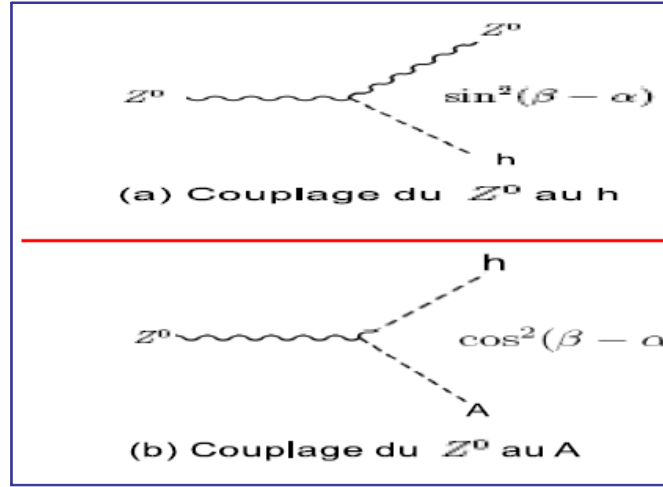


FIG. 1.5 – Couplages du Z^0 aux bosons de Higgs neutres supersymétriques

1.3 La physique au collisionneur linéaire

Les principaux enjeux de la recherche en physique des particules pour les années à venir sont ainsi l'investigation de la brisure de la symétrie électrofaible, de la génération des masses, et la recherche de manifestations de physique au-delà du Modèle standard.

Au LHC, le boson de Higgs pourra être découvert jusqu'à $M_H \sim 1 \text{ TeV}/c^2$ [8]. cette machine sera également un outil précieux pour la recherche de manifestations de physique non standard. Dans l'immédiat, la recherche de physique nouvelle est essentiellement concentrée au TeVatron, dont les potentialités sont cependant beaucoup plus modestes.

Cependant, la précision des mesures effectuées par ces deux machines ne sera sans doute pas suffisante pour caractériser sans ambiguïté le mécanisme de Higgs et une éventuelle théorie au-delà de Modèle standard. Au contraire, un collisionneur e^+e^- serait un laboratoire idéal et il existe donc aujourd'hui un large consensus pour que la prochaine grande installation de physique des particules soit un collisionneur de ce type. En outre, une période de recouvrement du fonctionnement du LHC, et de celui d'un collisionneur e^+e^- serait d'un très grand intérêt.

Pour investiguer les problèmes actuels de la physique des particules, il devra posséder une énergie nominale dans la gamme 350-500 GeV, ainsi que la possibilité d'augmenter cette énergie jusqu'aux alentours du TeV. La luminosité instantanée

devra être sensiblement supérieure à $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$. De plus, dans les cas de collisions e^+e^- , le coût de fonctionnement d'un accélérateur circulaire devient prohibitif en raison des pertes d'énergie des faisceaux par rayonnement synchrotron suite à leur trajectoire courbe. La linéarité de la machine devient donc incontournable.

Cette section se propose de présenter les grandes lignes du potentiel de recherche d'un collisionneur linéaire e^+e^- après en avoir rappelé les avantages génériques.

Si l'on classe les collisionneurs par la nature des particules que l'on y fait interagir, il en existe trois grands types. Parmi eux, seuls deux ont un caractère généraliste, ce sont les collisionneurs protons-protons (pp) ou protons-antiprotons($p\bar{p}$) et les collisionneurs électrons-positons(e^+e^-).

La mise en évidence expérimentale des nouvelles particules a souvent eue lieu auprès des collisionneurs pp et $p\bar{p}$. Citons en exemple la découverte des bosons Z^0 et W^\pm auprès du collisionneur $Spp\bar{p}S$ du Cern (expériences UA1 et UA2) et celle du quark top [9] [10] en 1994 au Tevatron du laboratoire Fermilab (expériences CDF et D0). Ceci est dû au fait qu'il est plus facile d'accélérer des protons à haute énergie que des électrons. Cependant l'expérience acquise au cours des dernières décennies montre que ce type de collisionneur n'est pas adéquat pour caractériser avec la précision suffisante les phénomènes étudiés. Pour cela, les collisionneurs e^+e^- sont indispensables. Les mesures de haute précision effectuées auprès de ces derniers ont permis de mesurer les paramètres libres du Modèle standard et d'en vérifier les prédictions jusqu'à des précisions de l'ordre de 0.1 % (accélérateur LEP au CERN) validant sans ambiguïté le secteur de jauge de ce modèle. De plus, la qualité des mesures effectuées permet de contraindre fortement la gamme de masse possible des particules non encore observées expérimentalement, comme le boson de Higgs, ainsi que les paramètres fondamentaux des théories alternatives. Un exemple frappant est la prédiction de la masse du quark top obtenue par le LEP. Au moment de sa découverte au Tevatron, la prédiction était : $m_{top} = 177 \pm 23 \text{ GeV}/c^2$. Lors de l'arrêt du LEP, celle-ci était : $m_{top} = 171 \pm 10 \text{ GeV}/c^2$.

La précision des mesures effectuées auprès d'un collisionneur e^+e^- est due à la nature même des particules entrant en collision. Contrairement au proton, et à son antiparticule, l'électron et le positon sont des particules élémentaires sans sous-structure (du moins dans l'état actuel des connaissances). Ils transportent donc la totalité de l'énergie du faisceau. De plus, les leptons ne subissant que les forces électromagnétiques et faibles, leur interaction est calculable avec une grande précision. Les conditions de la collision sont très bien connues. Les états initiaux et finals

sont très bien définis. Il est donc possible de déterminer les propriétés des nouvelles particules, comme par exemple, la masse, la durée de vie et le spin, sans ambiguïté et avec une grande précision.

Enfin le bruit de fond induit par les faisceaux est faible, on peut ainsi placer le détecteur très près du point d'interaction, ce qui constitue un avantage considérable quant à l'identification des particules issues de l'interaction. Les protons sont eux des objets composites. On ne connaît pas bien les conditions de l'interaction et l'énergie effective de collision est en moyenne très basse par rapport à l'énergie totale des deux faisceaux et surtout elle est inconnue. Le bruit de fond de ces machines est très important. Un autre avantage des collisionneurs e^+e^- réside dans le fait qu'il est assez simple techniquement d'obtenir un faisceau de photons à partir du faisceau d'électron, ce qui ouvre la voie aux collisions $e^-\gamma$ et $\gamma\gamma$. L'exploitation d'un faisceau du collisionneur en mode cible-fixe (i.e e-N) permet également d'explorer la structure des nucléons.

1.3.1 Secteur de Higgs

Le futur collisionneur linéaire aura d'abord pour objectif de rechercher et caractériser le boson de Higgs le plus léger pour découvrir sa nature (standard supersymétrique, fondamentale ou non, etc.). La région cinématique où le boson de Higgs standard ou supersymétrique léger est à rechercher est bien délimitée. Le collisionneur linéaire produirait plusieurs dizaines de milliers de bosons de Higgs standard par an. Essentiellement produits en association avec un boson Z, leur mise en évidence serait particulièrement aisée. L'état final correspondant étant bien identifié par les désintégrations du Z, il est possible de caractériser la particule associée à ce dernier (masse, spin, etc.) même dans le cas extrême où les produits de désintégration du boson du Higgs échapperaient à l'observation directe. On sait donc d'ores et déjà que le boson de Higgs léger serait observé avec le prochain collisionneur linéaire même s'il ne pouvait être mis en évidence au LHC.

Dans une situation plus défavorable encore, les collisions $\gamma\gamma$ permettront de produire le boson de Higgs au travers de boucles virtuelles, même si celles-ci faisaient essentiellement entrer en jeu des particules nouvelles non détectables.

L'apport d'un collisionneur linéaire est encore plus crucial si le boson de Higgs est trop léger pour se désintégrer en paire W^+W^- ou ZZ . La largeur totale du boson (Γ_H) serait alors inférieure à $10 \text{ MeV}/c^2$, ce qui mettrait sa mesure directe hors de

portée expérimentale pour plusieurs décennies. On peut cependant inférer Γ_H des mesures combinées du taux de production du boson et de son rapport d'embranchement en paires de quarks $b\bar{b}$. Cette mesure indirecte de Γ_H est réalisable avec une précision de quelques pour-cents, en bénéficiant des résultats des collisions $\gamma\gamma$.

La mesure précise des sections efficaces de production du boson de Higgs dans divers états finals conduirait à la détermination exhaustive de ses couplages au fermions et aux bosons : qu'il s'agisse des quarks de types haut en bas, des leptons chargés, des bosons W^\pm et Z , des gluons ou du photon. Ces couplages peuvent être évalués à quelques pour-cents près dès lors que $M_H < 0.7\sqrt{s}$, la précision se dégradant au fur et à mesure que la masse s'approche de la limite de sensibilité ($\sim \sqrt{s} - M_Z$). Dans le cas supersymétrique, la limite de sensibilité vaut $0.5 \sqrt{s}$ ou $\sim \sqrt{s} - M_h$ suivant la réaction et le boson considérés. La détermination de ces couplages est évidemment essentielle pour étudier le rôle du boson de Higgs dans la génération des masses des particules, les couplages étant des fonctions précises des masses dans le cadre de la théorie électrofaible. Grâce à la confrontation de la somme des rapports d'embranchement expérimentaux du boson de Higgs avec sa largeur totale, il sera même possible de découvrir l'existence de modes de désintégration non observables.

Le couplage de Yukawa du boson de Higgs au quark top suscite une attention particulière. En effet, ce dernier étant le fermion le plus lourd, il devrait en principe être le plus facile à mesurer. Le collisionneur linéaire permettra de mesurer ce couplage dans les états finals constitués de paires $t\bar{t}$ où l'un des quarks top rayonne un boson de Higgs.

Par ailleurs, l'analyse des distributions angulaires des produits de désintégration du boson de Higgs ou du Z associé permettront de remonter au spin du boson. On pourra ainsi distinguer les bosons de Higgs supersymétriques les uns des autres, en établissant leur nature scalaire ou pseudo-scalaire.

L'investigation du secteur de Higgs pourrait s'étendre jusqu'à l'étude de la forme du potentiel de Higgs, qui s'exprime dans le couplage du boson à lui-même. La section efficace du processus impliquant ce couplage, caractérisé par un état final constitué d'une paire de bosons de Higgs et d'un Z , décroît rapidement pour des valeurs relativement élevées de la masse du boson, mais est suffisante pour déterminer le couplage à 10-20 % près si $M_H < 140 \text{ GeV}/c^2$.

1.3.2 Recherche explicite de physique au delà de Modèle standard

Le prochain collisionneur linéaire sera aussi un outil particulièrement performant pour rechercher un vaste éventuel de manifestations de physique au-delà du MS, que celles-ci relèvent de la Supersymétrie, de groupes de jauge additionnels, ou expriment l'existence de dimensions supplémentaires ou de sous-structures des particules connues.

Grâce à la connaissance précise des paramètres régissant les collisions et à la flexibilité du collisionneur, toute mise en évidence de particule nouvelle s'accompagnera de la possibilité de la caractériser et, par là même, de remonter à la nature de la physique nouvelle qu'elle véhicule. Par rapport au LHC, l'avantage est ici de permettre des analyses de spin et, de manière générale, de caractériser les particules accessibles cinématiquement avec une précision dix à cent fois meilleure.

Les collisions e^+e^- présentent des conditions particulièrement favorables pour mettre en évidence et étudier la Supersymétrie. Elles peuvent révéler l'existence de charginos, de neutralinos, de sleptons et du stop le plus léger. Il est ensuite aisé de déterminer les nombres quantiques de chaque particule nouvelle en faisant éventuellement varier l'énergie et la polarisation des faisceaux. Cette facilité serait déterminante dans tout scénario supersymétrique où les particules nouvelles apparaîtraient dans un spectre de masse compact et constitueraient des bruits de fond très gênants les uns pour les autres. Les masses des particules supersymétriques, leurs rapports d'embranchement et leurs angles de mélange pourront ainsi être évalués avec une précision de l'ordre du pour-mille au pour-cent, et de là, les paramètres fondamentaux qui régissent la Supersymétrie ($m_1, m_2, tg\beta, etc.$). La confrontation des valeurs expérimentales de ces derniers aux prédictions théoriques (notamment des relations de fermeture) permettra de tester diverses hypothèses sur la nature de la brisure de la Supersymétrie.

Les collisions e^+e^- permettraient également de déceler et de caractériser un groupe de jauge additionnel, même si le boson de jauge correspondant était très lourd. Ce potentiel s'avérerait très utile si un boson Z' de plusieurs TeV de masse était découvert au LHC car sa caractérisation y serait trop difficile. Dans ce cas, l'analyse des distributions angulaires des fermions produits dans la réaction : $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ révélerait les couplages vectoriels et axio-vectoriels du boson avec une précision suffisante pour définir la nature du nouveau groupe de jauge, même si le boson avait une masse interdisant sa mise en évidence directe.

L'existence de dimensions supplémentaires donnerait lieu, quant à elle, à deux manifestations très typées : la production associée d'un photon et d'un graviton et la modification des sections efficaces différentielles de production de paires de fermions ou de bosons. Dans le premier cas, caractérisé par une violation apparente de la conservation de l'énergie-impulsion, comme dans le second, où les distributions angulaires des processus étudiés sont modifiées, les effets sont observables pour une vaste gamme de masses des particules nouvelles impliquées, qui peut s'étendre au-delà de $10\ TeV/c^2$ dans le cas de résonances de Kaluza-Klein.

La production de paires de fermions et de bosons est aussi très sensible aux effets de la Technicouleur, qui se traduisent par des modifications notables des sections efficaces différentielles de ces processus, consécutives à la production de techno-résonances, même si ces dernières ont une masse bien supérieure à l'énergie de collision.

1.3.3 Mesures de précision

Les mesures de précision constituent une alternative précieuse pour explorer le secteur de Higgs et la physique non-standard. La statistique élevée accessible avec le prochain collisionneur permettrait de faire une étude détaillée des processus conduisant à un état final constitué de paires de quarks top, de paires W^+W^- ou d'un Z. Certaines des mesures afférentes nécessiteraient d'ajuster l'énergie du collisionneur au seuil cinématique de production de paires $t\bar{t}$, W^+W^- ou au pic de la résonance du Z. La grande précision que fourniraient ces études permettrait d'étudier la physique au delà du MS par l'observation de valeurs non-standard prises par des observables sensibles aux corrections électrofaibles virtuelles impliquant le vide physique et les particules nouvelles qu'il peut révéler.

La mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au seuil cinématique de la réaction constitue un objectif particulièrement intéressant des mesures de précision. Elle révélerait la masse du quark top (m_t) à 100-200 MeV/c^2 près, soit dix fois mieux qu'au LHC. Une mesure aussi précise apporte une contrainte sévère sur la correction électrofaible standard provenant du boson de Higgs. De plus, le million de quarks top engrangés en quelques années de fonctionnement du collisionneur autorisera une étude approfondie de ce quark, qui pourrait bien révéler une anomalie traduisant sa spécificité. Il s'agira pour cela de mesurer précisément des paramètres tels que la durée de vie du quark, son moment électrique dipolaire,

son moment magnétique, la chiralité du courant entre top et bottom, ses taux de désintégration rare, etc...

L'étude des bosons W^\pm reprendra en grande partie le programme de LEP2, mais avec cent à mille fois plus d'événements et des faisceaux polarisés. La masse pourra être mesurée avec une précision approchant $5 \text{ MeV}/c^2$, une précision trois fois meilleure qu'au LHC qui contribuera à contraindre la masse du boson de Higgs standard. Les couplages trilinéaires entre bosons seront déterminés avec une précision absolue d'environ 10^{-4} , soit dix fois mieux qu'au LHC pour certains couplages. Du même ordre de grandeur que les corrections du MS, cette résolution présente un intérêt particulier. Enfin, les couplages quadrilinéaires entre bosons pourront être déterminés avec la précision requise pour détecter des effets traduisant une brisure de la symétrie électrofaible sans boson de Higgs.

Le fonctionnement du collisionneur au voisinage du pic de la résonance du Z permettra de reprendre une grande partie du programme de LEP1 avec une luminosité cent fois supérieure et des faisceaux polarisés longitudinalement. Le résultat le plus important de cette phase d'exploitation de la machine serait une mesure de l'angle de mélange électrofaible (c'est à dire $\sin^2 \theta_{eff}$) environ dix fois plus précise que la mesure actuelle, dont l'incertitude est $\Delta \sin^2 \theta_{eff} \leq 0.00002$. Combinée à celles des paramètres du Z environ trois fois plus précises qu'à LEP, cette mesure permettra d'inférer la masse du boson de Higgs standard, grâce aux corrections électrofaibles dont il est responsable, avec une précision de 5-7 %. Si la valeur induite de M_H contredisait l'observation directe, les corrections électrofaibles associées à la physique au-delà du MS seraient révélées, se soldant par un ensemble de contraintes sur ses paramètres. Le programme Giga-Z offre la possibilité d'étudier près de 50 millions de paires $\tau^+ \tau^-$ et 200 millions de paires $b\bar{b}$, ce qui présage de programmes de physique du τ et de la violation de la symétrie CP particulièrement riches.

1.4 Conclusion

Il est primordial de tester, dès que le boson de Higgs sera mis en évidence, le mécanisme de génération de la masse de fermions. Le couplage de Yukawa étant le plus fort dans le cas du quark top, puisqu'il est proportionnel à la masse du fermion, les réactions faisant intervenir le couplage top-Higgs sont à priori celles menant à la plus grande sensibilité statistique. Le couplage de Yukawa d'un fermion peut être inféré par la mesure du rapport d'embranchement du boson de Higgs en

une paire de ces fermions. Cependant, compte tenu des contraintes sur la masse du boson de Higgs, la désintégration $H \longrightarrow t\bar{t}$ sera très certainement interdite par la cinématique. Il faut donc chercher d'autres processus. La production associée d'une paire de quarks top et d'un boson de Higgs permet en principe une mesure directe du couplage. La section efficace de cette réaction est faible, auprès d'un collisionneur pp aussi bien que d'un collisionneur e^+e^- . Néanmoins, la qualité attendue des mesures qui seront faites auprès d'un futur collisionneur linéaire nous invite à penser que cette étude pourrait être réalisée avec précision. D'ailleurs, plusieurs études préliminaires [11][12] tentent de le confirmer.

CHAPITRE 2

LE PROJET ILC

Après le grand accélérateur circulaire LHC du CERN, sur le point de fonctionner, les physiciens des particules ont prévu de construire une machine plus puissante encore. Elle sera linéaire. c'est le projet ILC.

ILC est un projet d'accélérateur linéaire à électron fonctionnant dans la gamme d'énergie centre de masse allant du pic du Z (91 GeV) jusqu'à une énergie d'environ 800 GeV . Dans ce projet, les cavités accélératrices sont supraconductrices et le schéma de principe doit permettre d'atteindre des luminosités très fortes (allant jusqu'à $7 \cdot 10^{38} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$). Un tel accélérateur possède un potentiel de physique très large. Cela va de la physique au pic de Z avec une luminosité de l'ordre de 100 fois celle du LEP-phase 1 , jusqu'à l'étude détaillée du boson de Higgs.

C'est un projet qui englobe des objectifs de recherche de plusieurs domaines. En effet, outre le collisionneur, l'option de base comprend un laser à électrons libres, le X-FEL, permettant d'étudier les réactions chimiques, les matériaux et les matières organiques. Le X-FEL sera produit à partir du faisceau d'électrons et sa brillance au pic sera de $10^{40} \text{ photons}/(\text{sec. mrad}^2.\text{m}^2. 0.1\% \text{ bande passante})$, soit plus de cent millions de fois plus que ce qui existe à l'heure actuelle. De plus, les rayons X seront délivrés par flashes d'une durée de 100 fs ou moins, permettant d'observer les étapes successives des réactions chimiques les plus rapides.

Dans la suite nous décrirons assez en détail les principaux développements de l'accélérateur ainsi que du détecteur, en mettant l'accent sur le sous détecteur ECAL (Electromagnetic calorimeter) puisque c'est l'un des deux volets du travail exposé dans cette thèse.

2.1 Le collisionneur ILC

2.1.1 Introduction

Le projet ILC est basé sur des accélérateurs linéaires à cavités supraconductrices en niobium massif avec des champs accélérateurs de 31 MV/m ou plus. Pour atteindre la luminosité de $2 \cdot 10^{38} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, des tailles transverses de 6 nm au point de collision et des puissances de 11 MW par faisceau sont requises. Les collisions

mettent en oeuvre de l'ordre de 3000 paquets par impulsion-faisceau contenus dans une impulsion radiofréquence (RF) de 1 ms. La durée de l'impulsion RF, permise par la technologie supraconductrice, autorise la mise en oeuvre de méthode d'asservissement rapide (3 MHz) de l'orbite de chacun des paquets au point de collision et soulage ainsi les tolérances d'alignement et de vibrations des éléments accélérateurs et focalisant.

ILC consiste en deux accélérateurs disposés face à face et devrait propulser quelque 10 millions d'électrons et de positrons (leurs anti-particules) les uns contre les autres à une vitesse avoisinant celle de la lumière. Les cavités supraconductrices de cet accélérateur, poussées à des températures proches du zéro absolu, confèrent aux particules une énergie toujours croissante jusqu'à la collision au centre de la machine.

La technologie supraconductrice possède d'importants avantages pour un collisionneur linéaire. La dissipation de puissance dans les parois des cavités étant extrêmement faible, l'efficacité du transfert de puissance entre le champs radiofréquence et le faisceau est très élevée. Ceci permet de maintenir la consommation d'énergie électrique dans des limites raisonnables ($\approx 100MW$), même pour une puissance moyenne par faisceau élevée (≥ 10 MW), condition première pour obtenir un taux de collision important. La seconde condition concerne la taille des faisceaux, qui doit être très petite au moment de l'interaction. Lorsqu'un faisceau est accéléré dans un accélérateur linéaire, les champs électromagnétiques produits par les particules du faisceau peuvent dégrader sa qualité en augmentant son étalement en énergie et sa taille. Ces effets diminuent fortement quand la distance entre le faisceau et les parois de la cavité augmente.

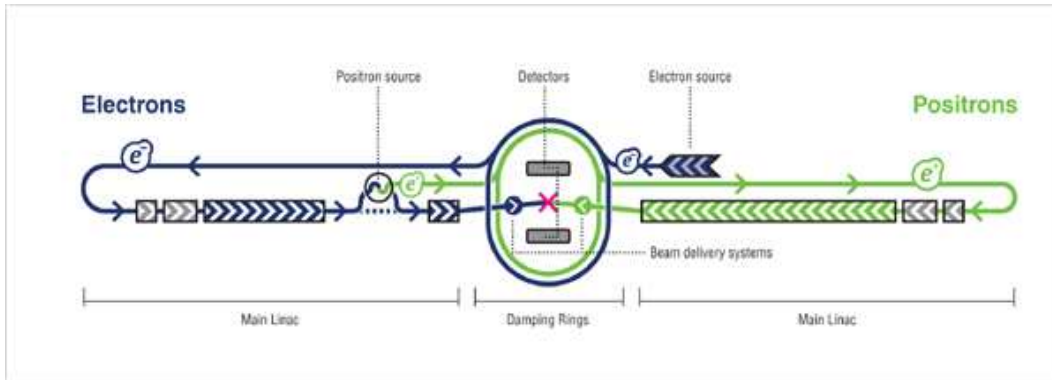


FIG. 2.1 – Vue générale du Collisionneur ILC.

2.1.2 Les cavités supraconductrices

Au lieu d'accélérer les particules un petit peu plus à chaque tour de circuit dans l'anneau, il faut désormais leur fournir une très grande énergie sur une seule ligne droite. Ce sera le rôle de 16 000 cavités supraconductrices (Fig. 2.2) au niobium, refroidies par de l'hélium super fluide à $-271\text{ }^{\circ}\text{C}$, leur fréquence de fonctionnement est de 1.3 GHz. Le gradient accélérateur doit être de 23.4 MV/m pour atteindre une énergie de collision de 500 GeV. Ces tubes métalliques complexes ont été développés au laboratoire allemand DESY, avec la collaboration du CEA, du LAL et de l'Institut de Physique Nucléaire.

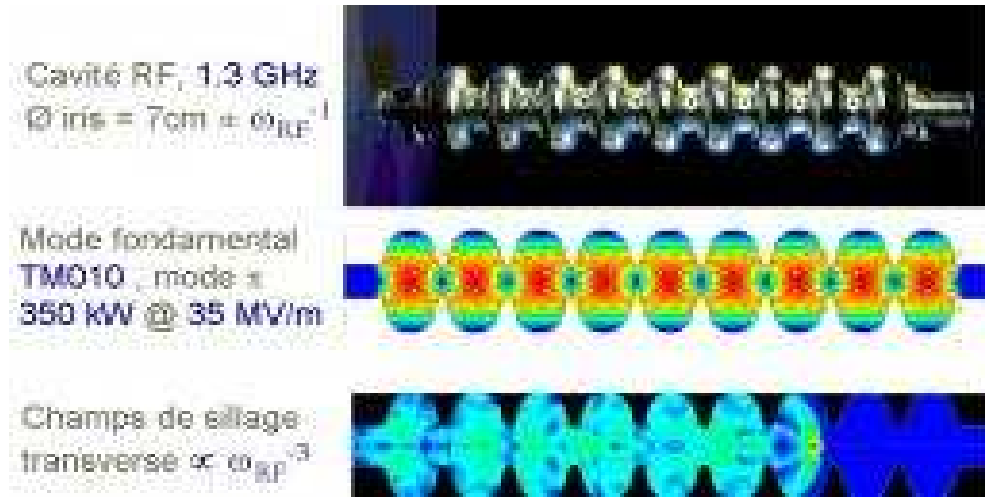


FIG. 2.2 – Les cavités supraconductrices d'ILC.

Un nouveau traitement thermique permettant d'améliorer les performances des cavités supraconductrices en niobium vient d'être mis au point à Saclay. Ce procédé marque une avancée technologique indéniable par rapport à l'ancienne méthode, largement utilisée depuis plusieurs années dans les autres laboratoires internationaux. Ce nouveau traitement, plus rapide et ne nécessitant pas le maintien sous ultra vide de la cavité, est particulièrement adapté à la production en masse de cavités.

Les cavités conductrices sont caractérisées par deux grandeurs physiques :

- Le facteur de qualité Q_0 , proportionnel à l'inverse de la résistance de surface ;
- Le champ accélérateur E_{acc} (MV/m).

Pour des questions de coût de construction et de fonctionnement, il faut optimiser la valeur de ces deux grandeurs ($Q_0 > 10^{10}$, $E_{acc} > 30$ MV/m). Pour pouvoir atteindre de telles performances les cavités doivent subir plusieurs traitements :

- Un recuit thermique à 800 °C pour éliminer l'hydrogène présent dans le matériau ;
- Un polissage électrochimique afin d'obtenir une faible rugosité de surface ;
- Un rinçage à haute pression avec de l'eau ultra-pure (100 bar - 18 *MOhms.cm*) pour éliminer toute contamination particulière ($\varnothing > 1 \mu\text{m}$) ;
- Un conditionnement de la cavité en salle blanche (classe 10) pour éviter toute contamination de surface.

Malgré tout, lors du test RF de la cavité, on observe au delà de 25 MV/m une augmentation de la résistance de surface (Figure 2.3 - courbe verte).

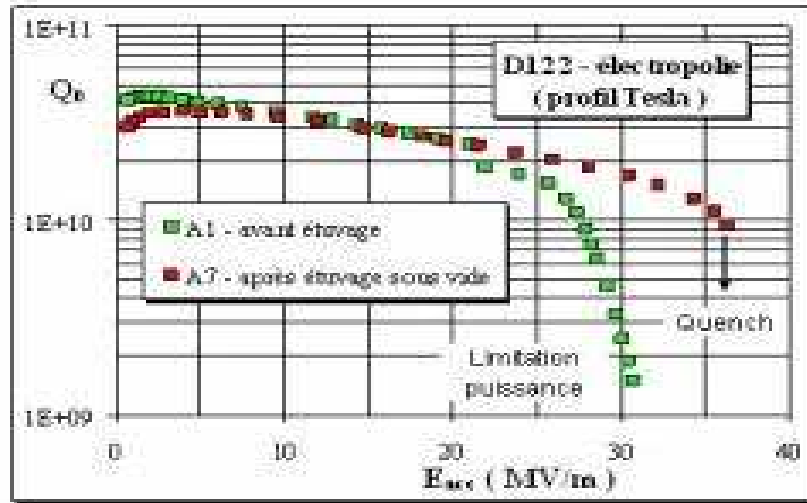


FIG. 2.3 – Courbes caractéristiques d'une cavité supra-conductrice en niobium massif, montrant l'amélioration des performances après un traitement thermique sous ultra-vide à 120°C pendant 48 heures.

Un traitement thermique permet de supprimer la forte dégradation du Q_0 et de dépasser la limite des 30 MV/m pour le champ accélérateur : consiste à étuver la cavité dans des conditions assez strictes, la cavité devant être maintenue sous ultra-vide et portée à 120°C pendant 48h. Ce traitement permet de diminuer les pertes résistives à hauts gradients (Figure 2.3 - courbe rouge). Des champs de 40

MV/m peuvent ainsi être atteints sur des cavités ayant le profil “Tesla”, voire même 50 MV/m sur des cavités en niobium. A ces niveaux de champs, les performances de la cavité sont alors limitées par une rupture de la supraconductivité d’origine thermique ou magnétique.

2.1.3 Paramètres de la machine

Les principaux paramètres de la machine sont présentés dans le tableau(2.1) pour une valeur d’énergie dans le centre de masse, 500 GeV.

Paramètres fondamentaux	Unité	
Centre de masse de la gamme d’énergie	GeV	200-500
Pic de luminosité	$cm^{-2}s^{-1}$	2×10^{34}
Taux de répétition	Hz	5.0
Puissance par faisceau	MW	10.8
Gradient accélérateur	MV/m	31.5
Longueur du pulse RF	ms	1.6
Charge par paquet	nC	1.6 - 3.2
Nombre de paquets par pulse		1000 - 5400
Taille du faisceau à l’IP ($h \times v$)	nm	640×5.7
Courant moyen du faisceau par pulse	mA	9.0

TAB. 2.1 – Les paramètres fondamentaux pour le collisionneur ILC.

Le paramètre δ_E est la perte d’énergie relative moyenne de chaque faisceau dû au processus de *beamstrahlung*. Elle peut être approximée par [13] :

$$\delta_E \approx 0.86 \frac{r_e^3 N_e^2 \gamma}{\sigma_z (\sigma_x^* + \sigma_y^*)^2} \quad (2.1)$$

où r_e est le rayon classique de l’électron , N_e le nombre d’électron (ou de positrons) par paquet, $\gamma = E_{faisceau}/m_0 c^2$, $\sigma_x^*(\sigma_y^*)$ la taille horizontale (verticale) du faisceau au point d’interaction et σ_z la longueur du paquet au point d’interaction.

2.1.4 La source des électrons et des positrons

La source d'électrons polarisés en ILC doit :

- générer des paquets nécessaires d'électrons polarisés(> 80% polarisation).
- capturer et accélérer le faisceau jusqu'à 5 GeV.
- transporter le faisceau à "Electron Damping Ring" avec une perte minimale du faisceau et énergie de compression performant et un spin de rotation avant l'injection.

Paramètres	min	nominal.	max.	unit
population de paquet	1	2	2	$\times 10^{10}$
Nombre de paquets	1260	2625	5340	
Linac bunch interval	180	369	500	ns
Longueur RMS du paquet	200	300	500	μm
Émittance horizontale normalisée pour l'IP	10	10	12	mm-mrad
Émittance verticale normalisée pour l'IP	0.02	0.04	0.08	mm-mrad
La fonction horizontale de bêta pour l'IP	10	20	20	mm
La fonction verticale de bêta pour l'IP	0.2	0.4	0.6	mm
RMS horizontal beam size at IP	474	640	640	nm
RMS vertical beam size at IP	3.5	5.7	9.9	nm
Vertical disruption parameter	14	19.4	26.1	
Fractional RMS energy loss to beamstrahlung	1.7	2.4	5.5	%

TAB. 2.2 – Nominal and design range of beam parameters at the IP. The min. and max. columns do not represent consistent sets of parameters, but only indicate the span of the the design range for each parameter. (Nominal vertical emittance assumes a 100% emittance dilution budget from the damping ring to the IP.)

Une source conventionnelle de positrons ne possède pas l'intensité requise pour atteindre la luminosité désirée. Il est préférable de les produire à l'aide du faisceau d'électrons. Pour cela, on fait passer ce dernier à travers un aimant onduleur placé après l'accélérateur principal, ce qui produit un intense faisceau de photons qui sont ensuite envoyés sur une cible fine où ils sont convertis en paires e^+e^- . Cette même source peut générer des positrons polarisés. Les électrons et les positrons sont séparés à la sortie de la source. Après une pré-accélération à 250

MeV dans un accélérateur non supraconducteur, les positrons sont accélérés à 5 GeV dans une section de cavités supraconductrices. Ils sont ensuite transportés dans le second accélérateur principal.

2.1.5 Bruit de fond de *beamstrahlung*

On va décrire un des bruits de fond les plus importants engendrés par les interactions des faisceaux de la machine, celui causé par le phénomène de *beamstrahlung* [14].

Afin d'atteindre la luminosité requise, les faisceaux devront être très fortement pincés. En conséquence, chaque faisceau produira un champ électromagnétique très intense qui influencera fortement l'autre. Dans le mode e^+e^- , les forces résultantes auront pour effet de pincer encore davantage les faisceaux et une augmentation de la luminosité sera donc observée. Cependant, cette augmentation de luminosité s'accompagne de l'émission de photons de haute énergie. Pour $\sqrt{s} = 500$ GeV, environ 6.10^{10} photon seront émis par croisement de faisceaux (BX pour *bunch crossing*). C'est le phénomène de *beamstrahlung*. Cet effet était négligeable à LEP et à SLC, car les faisceaux étaient moins pincés. L'étalement en énergie de chaque faisceau sera donc accentué et le spectre de la luminosité sera modifié modestement. Enfin, le *beamstrahlung* engendrera du bruit de fond dans l'appareillage expérimental. Si la plupart des photons de *beamstrahlung* disparaissent dans le tube à vide, ils engendrent différents bruits de fond par des effets secondaires, dont les plus importants sont :

- Paires e^+e^- : les photons peuvent se convertir en paires sous l'action des champs magnétiques des faisceaux. Les électrons et positons possédants un moment transverse suffisant spiralent (à cause du champ magnétique solénoïdal de l'aimant) dans le détecteur de vertex et accroissent son taux d'occupation.
- Bruit de fond hadronique : les photons peuvent aussi interagir hadroniquement entre eux : $e^+e^- \longrightarrow e^+e^- ; \gamma\gamma \longrightarrow e^+e^- \text{ hadrons}$. Les hadrons produits pourront se superposer à un événement de physique.
- Bruit de fond de neutrons : bien que les photons soient très collimés autour du faisceau, certains entreront en collision avec des éléments de l'accélérateur ou du détecteur, en aval de leur trajectoire. Ces collisions produiront de nombreuses particules, dont des neutrons qui peuvent être rétro-diffusés dans le détecteur et ainsi le dégrader ou perturber les mesures.

2.2 Description du détecteur ILC

2.2.1 Généralités

Les particules produites lors d'une collision se désintègrent généralement immédiatement après avoir été créées. On ne les détecte donc pas directement.

Les particules détectées sont celles qui sont stables, ainsi que des particules instables qui se désintégreraient après avoir traversé le détecteur parce que leur temps de vie est assez long (ou parce qu'elles sont produites avec un boost suffisant), et enfin les produits stables de désintégration des particules instables, parfois après des cascades de désintégration.

La détection d'une particule est non destructrice dans un premier temps (mesure de l'impulsion des particules chargées). Mais quasiment toutes les particules sont détruites dans les calorimètres par interactions électromagnétique et forte (mesure de l'énergie), et ne sortent pas du détecteur.

Seuls les muons, qui interagissent très faiblement avec la matière, et les neutrinos (qui n'interagissent presque pas du tout), s'échappent du détecteur.

Ces particules interagissent dans des milieux instrumentés essentiellement par interaction électromagnétique (ionisation = création de paires e^- /ion positif, création de paires e^- /trous dans le silicium, *Bremsstrahlung* et création de paires e^+ / e^- , mais aussi par interaction forte (développement de gerbes hadroniques). Lors de ces interactions, les particules déposent de l'énergie dans la matière du détecteur, qui est transformée en courant et digitisée.

Dans certains cas, la particule ne perd qu'une fraction négligeable de son énergie, mais dans d'autres cas elle est complètement détruite à l'issue de l'interaction. Les grandeurs mesurées sont déduites des traces du passage des particules dans la matière : trajet des particules chargées dans un champ magnétique et dépôt d'énergie.

Lors du passage d'une particule chargée dans le substrat semi-conducteur, il y a création de paires e^- -trou. Sous l'action du champ électrique, ces paires dérivent vers les pistes de lecture (micro pistes). Ces détecteurs permettent de localiser le passage des particules chargées jusqu'à la région très proche du faisceau.

La mesure de l'énergie des particules se fait dans des milieux très denses et instrumentés : les calorimètres. Les particules y déposent toute leur énergie (sauf les muons et les neutrinos). Pour des particules rapides, une fraction importante de l'énergie cinétique incidente est transférée à des particules secondaire énergétiques,

qui peuvent ensuite sortir du milieu sans avoir déposé la totalité de leur énergie.

L'identification d'une particule chargée consiste à mesurer sa masse, ou plus exactement à donner la probabilité d'une hypothèse de masse donnée. Cette hypothèse est déduite par exemple de la mesure simultanée de l'impulsion et de la vitesse de la particule, ou bien du dépôt d'énergie lors de l'ionisation d'un milieu et de l'impulsion, ou encore est basée sur l'effet Cherenkov et la mesure de l'impulsion.

La détection des particules neutres est principalement basée sur l'interaction électromagnétique des particules (donc chargées) avec la matière. Les particules neutres sont détectées et identifiées via des particules chargées secondaires produites à la suite de désintégration, collision ou interaction de la particule neutre. L'identification est basée sur la forme, l'extension et l'énergie de la gerbe de particules secondaires produites.

Les neutrinos ont une probabilité d'interaction (faible) très faible. Il faut construire de très gros volumes de détection et attendre très longtemps pour contrebalancer cette section efficace. Les détecteurs placés auprès des collisionneurs sont trop petits et les neutrinos y sont mis en évidence lors du bilan énergétique.

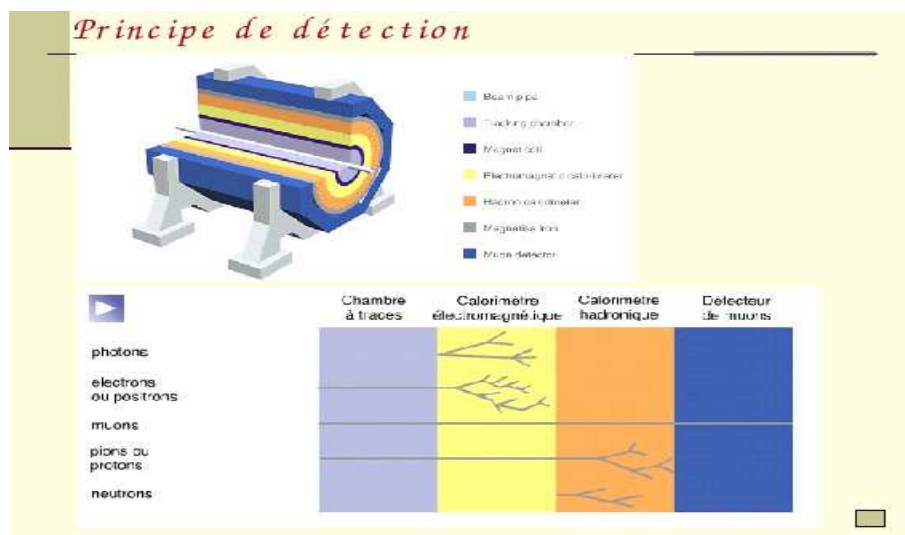


FIG. 2.4 – Utilisation de différents appareils dans un détecteur afin d'identifier différentes particules.

Les détecteurs sont souvent formés de différentes couches enroulées autour du tube contenant le faisceau de particules.

Ces couches ont donc une forme cylindrique et chacune d'entre elles est un instrument de détection (Figure 2.4). Les appareils suivants sont utilisés afin de détecter les particules (Figure 2.5) :

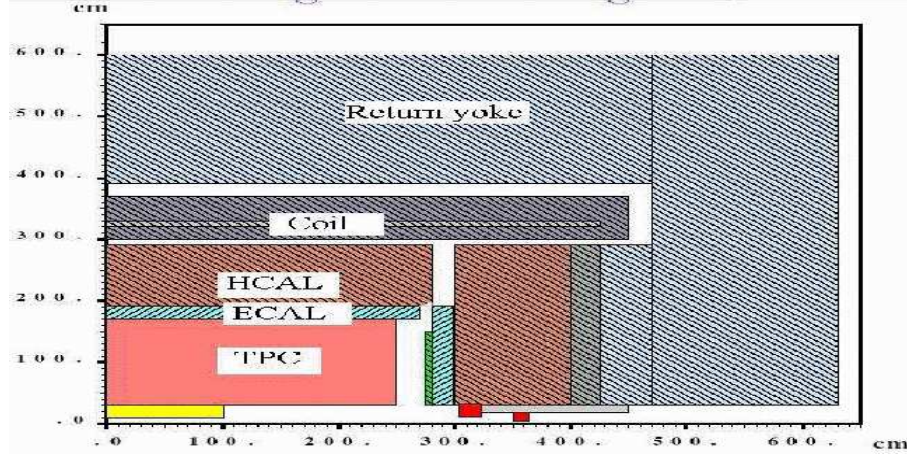


FIG. 2.5 – Vue en coupe des sous-détecteurs (TPC, ECAL, HCAL, Coil, Sous-détecteur à muon). Le point d'interaction est (0,0)

2.2.2 Le trajectographe

Le trajectographe a le rôle, comme son nom l'indique, de déterminer la trajectoire des particules. Il est composé de trois sous-détecteurs, le détecteur de vertex (VTX), le trajectographe principal et le trajectographe intermédiaire.

2.2.2.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex est placé tout près de l'interaction, puisqu'il sert à observer les désintégrations qui ont eu lieu après un temps de vie très court.

Aux énergies de collision prévues, les états finals seront souvent composés d'un nombre élevé de jets, beaucoup d'entre eux ayant pour origine un quark b ou c ou un lepton τ . De tels événements proviennent par exemple des processus :

$$e^+e^- \mapsto t\bar{t}H \text{ et } e^+e^- \mapsto HA \mapsto t\bar{t}t\bar{t} \mapsto b\bar{b}b\bar{b}W^+W^-W^+W^-.$$

En effet, ces deux réactions peuvent donner naissance à au moins dix jets, dont plusieurs proviennent de la fragmentation de quarks b et c. De plus, le rayonnement de gluons dans l'état final tend à augmenter le nombre de jets, dont celui de jets b et c. Le VTX devra donc permettre d'identifier la saveur de chaque vertex dans un

environnement très peuplé, et ceci avec une grande efficacité ainsi qu'une grande pureté. Pour cela, il est nécessaire d'assigner chaque trace à son vertex d'origine, de reconstruire la masse et la charge des vertex et d'établir les liens entre eux (vertex secondaires et tertiaires). Les détecteurs de VTX sont à base de micropistes sur silicium, qui, même avec une structure double-face, fonctionnent sur le principe de la projection. Si le nombre de traces est élevé, entraînant un fort taux d'occupation du détecteur, la méthode projective devient inopérante et on est obligé d'utiliser un détecteur à base de pixels. Le VTX devra également aider à la reconstruction du flot d'énergie et permettre d'identifier l'origine des électrons dans les jets.

Le VTX devra être composé de plusieurs couches pour atteindre la résolution spatiale nécessaire, chaque couche constituée de pixels très petits. De plus, les capteurs devront être amincis à partir de l'épaisseur standard de $\sim 500\mu m$ jusqu'à une épaisseur de 20 à 30 μm , ce qui constitue une innovation radicale. Il devra de plus être placé très près du point d'interaction pour diminuer les erreurs d'extrapolation dues à la diffusion multiple dans le tube à vide. Il sera donc sujet à un fort taux d'occupation et de rayonnement, suite au phénomène de *beamstrahlung*. Pour maintenir ce taux d'occupation dans des limites raisonnables, il faudra augmenter la vitesse de lecture des couches (la couche la plus interne devra être lue en $\sim 25\text{-}50\ \mu s$). En ce qui concerne le taux de rayonnement, la technologie choisie devra être assez radio-résistante pour s'en accommoder.

En résumé, les quatre caractéristiques essentielles du VTX du futur collisionneur linéaire e^+e^- seront : La résolution spatiale, l'épaisseur, la rapidité de lecture et la résistance aux rayonnements.

2.2.2.2 Le trajectographe principal

Le trajectographe de la partie centrale a retenu la technologie des chambres à projection temporelle (TPC : Time Projection Chamber) car elle fournit un nombre important de points de mesure le long de la trajectoire des particules, introduit peu de matière, possède des capacités d'identification des particules, peut fonctionner dans un fort champ magnétique et sa maintenance est relativement aisée.

L'incertitude systématique sur la reconstruction des traces à l'intérieur de la TPC devra être maintenue en dessous d'une valeur de 10 μm pour ne pas dégrader la précision globale de tout le système de trajectographie. L'ampleur des zones mortes dans la TPC devra être minimale pour ne pas compromettre les perfor-

mances du calorimètre. Plus généralement, la quantité de matière de la TPC devra être la plus faible possible. Enfin, le système devra faire face à de nombreux bruits de fond, qui devraient s'avérer sans conséquences appréciables.

La TPC sera l'élément principal pour la reconstruction et la mesure des impulsions des particules chargées. Un grand nombre de points de mesure le long de chaque trace est nécessaire pour assurer une bonne couverture angulaire, une bonne résolution et une bonne détermination de la perte d'énergie spécifique (dE/dx). La TPC devra donc être de dimension importante, radialement et longitudinalement. Pour amplifier les électrons produits lors de l'ionisation du gaz de la TPC par les particules chargées, des détecteurs à avalanches comme les Micromégas [15] ou les GEM [16] sont envisagés.

Les performances de la TPC se dégradent à cause de la diminution du bras de levier et du nombre de points de mesure. Pour palier à cela, on placera un détecteur supplémentaire, le FCH (Forward Chamber), constitué de tubes-pailles, entre la TPC et chaque bouchon du calorimètre électromagnétique.

Chaque FCH sera constitué de six plans de détection constitué chacun de deux couches de tubes-pailles, décalées les unes par rapport aux autres, afin de diminuer les ambiguïtés lors de la reconstruction des traces. Le diamètre des tubes sera de 5 mm. La résolution attendue par plan est de $100\ \mu\text{m}$.

2.2.2.3 Le trajectographe intermédiaire

Il est prévu d'ajouter des éléments de détection entre le VTX et la TPC dont le but est d'améliorer la résolution sur l'impulsion des particules et de faire le lien entre les traces reconstruites par la TPC et le VTX. On disposera dans la partie tonneau deux cylindres de détecteurs double faces au silicium à micropistes. Ce sous-détecteur est le SIT (Silicon Intermediate Tracker). La résolution requise en r - ϕ est de $10\ \mu\text{m}$ et en z de $50\ \mu\text{m}$.

On disposera sept plans de détection perpendiculaires à l'axe du faisceau dans les parties avants et à faible angle polaire. Ce sous détecteur est le FTD (Forward Tracking Discs). Les trois plans les plus proches du point d'interaction sont constitués de grands pixels et les quatre derniers de détecteur à pistes, de résolution plus modeste.

2.2.3 Le calorimètre

Les calorimètres servent principalement à mesurer l'énergie des différentes particules produites lors des désintégrations. Ses principes de fonctionnement reposent sur l'absorption complète ou non des particules lors de la mesure. Le principal avantage du calorimètre est qu'il permet de caractériser les particules neutres, ce qui n'est pas possible autrement.

Les points les plus importants quant aux performances du calorimètre sont les suivants : Herméticité, Résolution en énergie des jets, Résolution angulaire, La capacité de reconstruire seul les photons isolés ne pointant pas sur la région d'interaction et la Résolution temporelle.

L'expérience acquise au LEP et au SLC a montré que la meilleure résolution en énergie pour les jets est obtenue au moyen d'algorithmes de flot d'énergie (*energy flow algorithms*) dans lesquels les photons sont mesurés avec le calorimètre électromagnétique, les hadrons chargés avec le trajectographe et les hadrons neutres à grande durée de vie avec le calorimètre hadronique, qui sert également à identifier les muons. L'identification des leptons est également un point essentiel afin de permettre la séparation des jets purement hadronique de ceux contenant des décroissances leptoniques.

Un calorimètre à échantillonnage de haute granularité, dense et hermétique est le mieux adapté à ces objectifs. Avec cette configuration, la séparation des contributions de chaque particule à l'intérieur des jets est faite efficacement et le détecteur le mieux à même de mesurer les quadrimoments des particules est utilisé.

Pour obtenir l'herméticité requise, le calorimètre hadronique doit être placé à l'intérieur de l'aimant qui, dans le cas inverse et à cause de son épaisseur, dégraderait les performances du calorimètre hadronique.

Pour la partie électromagnétique (ECAL), on a un calorimètre à échantillonnage Si/W (Figure 2.6). Cette option, détaillée dans la partie suivante, fournirait une meilleure résolution.

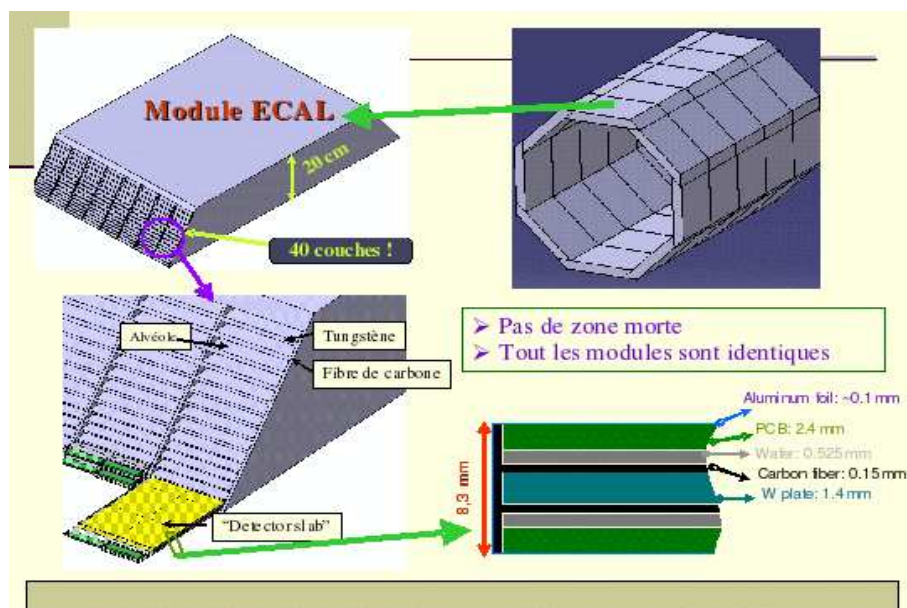


FIG. 2.6 – Description du calorimètre électromagnétique.

Pour la partie hadronique (HCAL), il existe deux options : Un calorimètre Fe/tuiles scintillantes avec une haute segmentation transverse et longitudinale et Un calorimètre constitué de compteurs Geiger de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, à lecture numérique. Les cellules étant assez petites, les compter pourrait suffire pour estimer l'énergie des gerbes.

Le système calorimétrique est donc complété par des calorimètres avant, le *Lo Angle Tagger* (LAT) et le *Luminosity Calorimeter* (LCAL). Tous les deux permettent d'augmenter la couverture angulaire qui descend jusqu'à 4.6 mrad, et font partie du masque qui permet de protéger le détecteur des bruits de fond. Le LAT et le LCAL sont des calorimètres à échantillonnage Si/W ou diamant/W pour le LCAL.

2.2.4 La chambre à muon

Puisque les muons n'interagissent presque pas avec les autres particules, ils ne sont pas détectés ni absorbés dans les deux étapes précédentes. Ils se rendent donc à la chambre à muons, où on peut facilement les détecter.

Comme le nombre de particules produites dans une collision et la fréquence des collisions augmentent, les détecteurs doivent aussi être de plus en plus gros et de plus en plus rapides. Les principales fonctions d'un détecteur à muons sont d'identi-

fier ces particules et de fournir un déclenchement sur leur passage. L'environnement relativement peu actif des collisions e^+e^- autorise une résolution spatiale relativement modeste pour ce détecteur. En effet, chaque particule le traversant peut être associée à une trace reconstruite dans le trajectographe principal, où ses paramètres ont été mesurés avec précision.

Le détecteur à muons peut servir aussi à récupérer les fins de gerbes hadroniques. Avec une segmentation longitudinale adéquate, il peut fournir des informations calorimétriques et être utilisé soit pour identifier des événements dans lesquels une proportion importante de l'énergie n'est pas contenue dans les calorimètres, soit pour mesurer l'énergie qui n'y est pas déposée. La chambre à muons sera donc situé à l'extérieur des calorimètres et de l'aimant.

L'aimant doit produire un champ magnétique solénoïdal de 4 T, dont l'axe est parallèle à celui des faisceaux dans un volume cylindrique de 6 m de diamètre. Les trajectographes et les calorimètres seront placés à l'intérieur de l'aimant. Le concept est basé sur celui de CMS mais on vise de meilleures performances : la valeur de l'inhomogénéité relative doit être inférieure à 10^{-3} . Pour cela, un nouveau système d'aimants de correction a dû être développé.

2.2.5 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition des données (DAQ) devra permettre d'acquérir avec une grande efficacité les données provenant des événements physiques intéressants, en présence de bruits de fond dont la section efficace est supérieure de plusieurs ordres de grandeur aux sections efficaces de ces processus de physique connus.

L'architecture de DAQ est la suivante :

- Pas de système de déclenchement *hardware* ;
- Transfert des données sans temps mort pendant 1 ms ;
- *front – end pipeline* Prêt pour le prochain train en 200 ms ;
- Sélection des événements par *software*.

Le très grand nombre de canaux de lecture de l'ensemble du détecteur impose que chaque sous-détecteur possède des éléments de traitement du signal et de compression des données. Compte tenu des conditions de fonctionnement du collisionneur, le volume de données sera largement dominé par les interactions faisceau-faisceau.

2.2.6 Conclusion

Afin de détecter toutes les particules produites par l'interaction électrons-positrons, il y a toute une batterie de détecteurs autour du point d'impact appelé point d'interaction, qui vont à chaque niveau détecter un certain type de particules et/ou d'interactions. Les particules créées rencontrent d'abord le micro vertex qui permet de mesurer précisément la position du point d'interaction où l'on a le vertex principal et les vertex secondaires qui se forment après. Puis la TPC (Time Projection Chamber) qui donne accès aux positions des particules chargées puis ECAL et ensuite le calorimètre hadronique (HCAL) qui détecte principalement les hadrons qui sont des particules composées de quarks. On a ensuite une bobine (Coil) qui maintient un champ de 4T dans tout le volume, puis un détecteur muonique qui détectera les muons qui traversent tous les autres détecteurs quasiment sans perdre d'énergie.

Pour étudier les performances du détecteur, un programme de simulation complète a été développé. Des impacts sont produits dans les différents sous-détecteurs et sont ensuite reconstruits par un programme de reconnaissance des motifs (*pattern recognition*) et d'ajustement de traces.

L'algorithme de reconstruction des traces a été testé sur des événements :

$$e^+e^- \longrightarrow Z \longrightarrow d\bar{d} \text{ à } \sqrt{s} = 500 \text{ GeV}.$$

Dans la région centrale, l'efficacité de reconstruction des traces d'impulsion supérieure à 1 GeV/c dépasse 99%. Elle est de 95% dans la direction très avant. L'efficacité globale est elle de 98.4%. Des valeurs proches ont été obtenues pour d'autres types d'événements. Ces performances ne sont pas significativement dégradées par le bruit de fond induit par les faisceaux.

2.3 Description du prototype ECAL

L'ECAL est composé d'une succession en sandwich de tranches Silicium (Si)/Tungstène (W). Sa fine granularité permet de séparer les particules et d'obtenir une bonne précision sur leur énergie. Le détecteur est composé de 3 parties toujours agencées de la même façon : une alternance de couches Si-W. Ces trois parties se distinguent par l'épaisseur de la couche de W : 1.4 mm, puis 2*1.4 mm et 3*1.4 mm.

C'est dans chaque couche de Silicium que l'on a les cellules détecteurs appelées Pad contenues dans une structure appelée Wafer, elle même insérée dans une structure appelée Slab auquel toutes les voies électroniques sont reliées. Chaque Wafer

est un carré de côté de 6 cm environ et contient 6*6 Pads eux même carrés. Les Pads sont des petits carrés de 500 μm d'épaisseur qui vont détecter la présence de particules lors de leur passage à travers la couche et leur énergie (Figure 2.7).

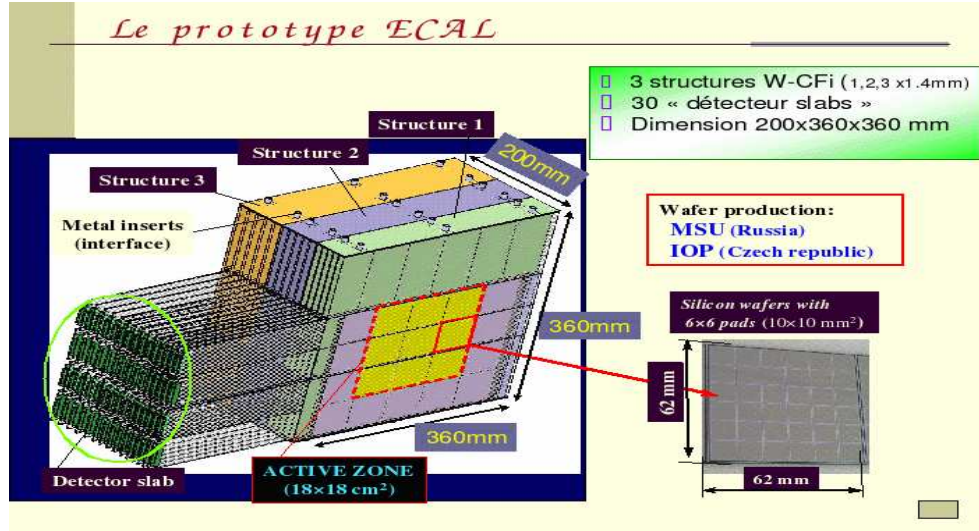


FIG. 2.7 – Description du prototype ECAL (Calorimètre électromagnétique). Il est composé d'une succession en sandwich de tranches Silicium (Si)/Tungstène (W).

Le projet CALICE étudié actuellement plusieurs dessins de calorimètres pour le futur collisionneur ILC. Il y a deux grandes phases de développement qui ont été définies afin d'avoir une conception de la maturité quand les résultats du LHC seront affichés et aussi pour prendre les décisions sur le futur collisionneur. Dans la première phase caractérisée par la construction de "la physique de prototypes", la faisabilité de la construction d'un calorimètre est étudiée. Dans la deuxième phase, "des prototypes technologiques" se concentrent sur les détails techniques nécessaires pour insérer un calorimètre dans un détecteur ILC. Dans les deux phases, les prototypes seront soumis à de nombreuses études sur des installations d'essai en faisceau.

La physique à l'ILC exige la capacité de mesurer des énergies des jets E_{jj} avec une précision d'au moins $0.3/\sqrt{E_{jj}/\text{GeV}}$. Il a été démontré en simulation Monte Carlo que le PFA "Particle Flow Algorithm" qui reconstruit les énergies des jets en termes de particules individuelles peut atteindre cet objectif. L'étape suivante consiste à valider ces simulations MC par des tests en faisceaux sur des prototypes réels. Pour un détecteur ILC, l'ECAL doit être aussi compact que possible, afin de

parvenir au plus petit rayon de Molière possible.

Le prototype du calorimètre électromagnétique est un calorimètre silicium-tungstène, le choix du matériau absorbant est dicté par la nécessité de distinguer les particules dans un jet, et la nécessité d'un calorimètre compact. La séparation des particules dans la direction transversale nécessite un matériau absorbant qui donne une gerbe électromagnétique étroite, requiert un rayon Molière faible. La séparation longitudinale exige un matériau pour des gerbes électromagnétiques courtes ayant une petite longueur de radiation X_0 . Le tungstène est un matériau qui a un rayon de Molière de 9 mm, et une longueur de radiation de 3.5 mm. En outre, le rapport de la longueur d'interaction à la longueur de radiation est de 27.4 pour que les gerbes hadroniques se développent plus loin que les gerbes électromagnétiques. Pour le prototype, la taille du Pad est de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Le choix de la haute résistivité du silicium comme un matériel actif est motivé par les exigences de la granularité et la compacité. Pour contenir des gerbes à haute énergie, le prototype devrait être autour de 24 X_0 au total, ce qui permettra une maîtrise de 99 % d'énergie d'un gerbe d'un électron de 5 GeV, et mieux que 98 % pour les gerbes de 50 GeV. Trente couches ont été choisies pour fournir suffisamment de granularité. Une faible épaisseur du tungstène pour les premières couches assure une bonne résolution en énergie à basse énergie.

Dans le but d'être conforme au PFA, le calorimètre électromagnétique est fait pour fournir une haute granularité. Les capteurs de silicium ont été choisis pour mettre en oeuvre une matrice de 6×6 diodes PIN. La taille d'une seule diode PIN est d'environ 10^{-4} m^2 (la prochaine génération sera de taille de $0,2510^{-4} \text{ m}^2$ dans une matrice de 16×16).

2.3.1 La géométrie et la structure mécanique

A incidence normale, le prototype a une profondeur totale de 24 longueur de radiation, en utilisant 10 couches de plaques de tungstène avec une épaisseur de $0.4X_0$ (1.4 mm), suivie de 10 couches de plaques de tungstène de $0.8X_0$ (2.8 mm), et 10 autres couches d'une épaisseur de $1.2X_0$ (4.2 mm), avec une épaisseur globale de 20 cm. Chaque couche de silicium a une surface active de $18 \times 18 \text{ cm}^2$, segmentée en modules de 6×6 Pads de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ chacun. Le volume actif du prototype est donc constitué de 30 couches de 3×3 modules, ce qui donne un total de 9720 canaux.

La conception et la construction du prototype présente un certain nombre de défis d'ingénierie. Un effort d'innovation a été fait pour minimiser les zones de matériel passif et de tenir le calorimètre aussi compact que possible, en incorporant la moitié du tungstène dans les structures en composite alvéolaire. Trois structures indépendantes peuvent être distinguées, comme le montre la Figure(2.7), un pour chaque épaisseur de tungstène. Chaque structure est fabriquée par moulage en fibre de carbone pré-imprégné (Cfi) et de résine Epoxy sur feuilles de tungstène, laissant les espaces libres entre deux couches pour insérer des unités de détection, appelé *Slabs*.

Un détecteur "Slab" comme montré dans la Figure(2.8), se compose de deux couches de lecture active montées de chaque côté d'une forme de H. Le Slab est protégé des deux côtés de la structure alvéolaire de tungstène par une feuille d'aluminium d'épaisseur de 0.1mm, pour protéger les modules en silicium de bruit électromagnétique et pour fournir une substrat du capteur.

La structure en forme de H a 326 mm de long et 125.6 de large, et une masse de 1.1, 2.2 ou 3.3 Kg en fonction de l'épaisseur de tungstène. La couche active est composée d'un 14-couches de circuit imprimé (PCB), 2.1 mm d'épaisseur et 600 mm de long pour exploiter des plaquettes de silicium de hautes résistivité de 525mm d'épaisseur. Les plaquettes sont découpées en modules carrés de $62 \times 62 \text{ mm}^2$, séparés les uns des autres par un montage de 0.15mm d'écart.

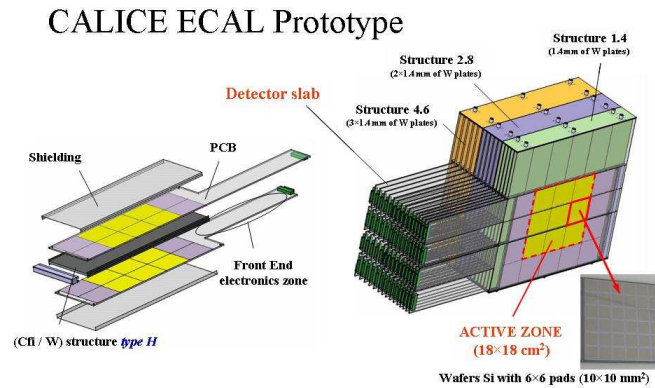


FIG. 2.8 – Description du détecteur Slab qui contient deux couches de lecture active montées de chaque côté d'une forme de H.

Deux détecteurs "Slab" sont insérés par couche, entre le centre et le bas

de la cellule de la structure alvéolaire (Figure 2.7). Les surfaces du "Slab" actif au centre et en bas sont formées par une série de 3×2 modules et une rangée de 3 modules, respectivement. Pour réduire le chevauchement des surfaces passives, les deux couches de détection de chaque "Slab" sont compensées par 2.5 mm dans la direction de X, comme le montre la Figure (2.8). En outre, les "Slabs" dans chaque sub-structure sont compensés par 1.3 mm dans la direction X.

La zone passive entre les modules est principalement due à deux guard rings d'une largeur de 1 mm qui entoure ces modules. Une plus grande zone passive est située entre les "Slabs" au centre et en bas, et contient les deux guard rings, deux gaps de large de 0.15 mm entre le module et le PCB, deux structures-H d'épaisseur de 0.3 mm, deux boucliers en aluminium d'épaisseur de 0.1 mm, le gap globale de largeur de 0.3 mm est une feuille composite d'épaisseur de 0.4 mm.

2.3.2 Description de la zone sensible

Les capteurs sont fabriqués à partir de plaquettes de Silicium de quatre pouces de diamètre. Une résistivité supérieure à 5 kOhm.cm est nécessaire pour assurer la déplétion complète et limiter le courant de fuite. Un Wafer de 525 microns d'épaisseur a été choisi, pour obtenir un rapport signal-bruit d'environ 10 à la fin de l'ensemble de la chaîne de lecture électronique. Le bruit de la lecture électronique vient de la capacité de la plaquette elle même, de la capacité de la ligne sur le PCB, et le bruit du préamplificateur. Une particule au minimum d'ionisation (MIP) produit environ 80 paires d'électrons-trous par microns de silicium, d'où 42.000 électrons sont obtenus pour les 525 microns d'épaisseur, soit une gamme de bruit pour la lecture électronique d'un maximum de 4000 électrons. Chaque Wafer est utilisé pour faire un module, constitué d'une matrice de 6×6 diodes PIN (Pads), de 1 cm^2 .

Concernant les dimensions, il faudrait prendre en compte les anneaux de guardrings (j'expliquerai les détails dans le prochain Chapitre). Le côté anode (N) est commun à tous les Pads. La structure PIN est réalisé avec l'implantation ionique. Afin de garantir un coût et un taux de rejets raisonnables, la fabrication doit être aussi simple que possible, avec un nombre minimum d'étapes au cours du traitement. Le détecteur final a besoin d'environ 3000 m^2 de ces détecteurs. La couche de passivation du processus du module doit être compatible avec le processus du collage. Les principales caractéristiques d'un module sont présentées dans

le Tableau(2.3).

Diamètre du Wafer	4 inch	Capacité par PAD	21 pF
Résistivité du Wafer	5 k Ω .cm	Full depletion bias voltage	150 V
Epaisseur du Wafer	525 \pm 16 μ m	Nominal operating bias voltage	200 V
Dépôt de MIP	42000 électrons	Break down voltage	> 400
Average tile side	62.95 \pm 00.5	Leakage current at 200V	< 350 mA

TAB. 2.3 – Les caractéristiques d'un module constitué d'une matrice de 6 \times 6 diodes PIN (Pads) de 1 cm^2 .

2.3.3 Calibration du "Slab"

Une fois validés, les modules ont été assemblés par collage sur les PCBs. Ces derniers ont été testés par paires en utilisant un banc de test des muons cosmiques, avec un système d'acquisition de données. Le collage de chaque Pad et le bon contact avec la feuille d'aluminium ont été vérifiés et un premier étalonnage de chaque demi-module, associé à une puce de lecture, a été possible. Les premiers résultats d'étalonnage pour 1 MIP pour chaque demi-module sont obtenus avec une précision d'environ 5%. En moyenne, le rapport signal-bruit est mesuré à 9.1 ± 0.2 , avec un écart type de 1.0 ± 0.1 , et moins de 0.1% des chaînes sont identifiées comme étant mortes. La qualité des points de colle peut être estimée à partir du bruit, car le bruit mesuré augmente avec la résistivité du point de contact. Le premier Slab a été assemblé en Septembre 2004. Depuis cette époque, il n'y a pas eu de preuves d'une dégradation de bruit due à la procédure de collage.

2.3.4 Electronique et acquisition de données

Le VFE (Very Front End) intégré utilisé pour lire les sorties des modules en silicium a été spécifiquement conçu pour le prototype, et est appelé FLC-PHY3. Les résultats du VFE sont transmis à l'extérieur du détecteur électronique en utilisant les lignes analogiques différentielles. La conversion de l'analogique au numérique se fait sur les cartes VME hors-détecteur, en utilisant ADCs à 16-bits. Chaque carte VME peut lire 96 VFE ASICs, et stocker les données numérisées dans la mémoire de lecture avec les logiciels en ligne par un système écrit en C++.

La puce FLC-PHY3 VFE fournit une forme d'un signal proportionnel à la charge

d'entrée. Deux puces sont donc utilisés pour lire la sortie d'un seul module, aussi le fait d'avoir deux puces par module introduit une redondance dans le système.

2.3.5 Les configurations du faisceau test

2.3.5.1 Introduction

Pour tester le comportement physique du prototype de l'ECAL avec différents angles d'incidence du faisceau, un système de rotation a été conçu avec six configurations angulaires, allant de 0 à 45°. L'ECAL est composé de trois parties toujours agencées de la même façon, une alternance de couches Si-W. Ces trois parties se distinguent par l'épaisseur de la couche de W. La position de ces trois structures alvéolaires peut être ajustée en fonction de l'angle choisi, pour être certain que la première particule passe à travers le centre de la zone active. Chaque structure est montée sur des rails, placée manuellement et fixée par des broches, avec une précision de 0.5 mm, donnant une erreur de ± 0.035 sur l'angle. La principale erreur sur l'angle vient du placement manuel d'ECAL par rapport au faisceau et est de $\pm 0.6^\circ$.

Afin de faire varier la position de l'impact des particules primaires sur la surface du détecteur, le support mécanique du prototype a été équipé d'un système de contrôle permettant un mouvement le long des deux axes X (± 150 mm) et Y (± 100 mm), avec une précision de $\pm 0,1$ mm. La position peut être pilotée à distance au cours de "l'opération" du faisceau.

2.3.5.2 Les prises des données du faisceau test

Les prises des données consistent à envoyer un électron ou positron vers le prototype ECAL avec un angle précis et refaire la même opération n fois (n est le nombre d'évènements), ensuite récupérer les données dans des fichiers pour les analyser. Les prises des données ont été faites à DESY, au CERN et à FERMILAB.

Production 2006 :

En 2006 à DESY, Les physiciens ont utilisé des électrons comme projectiles vers le prototype CALICE. L'angle d'incidence du faisceau prend les valeurs suivantes : 0°, 10°, 20°, 30°, 45° et l'énergie du faisceau prend les valeurs suivante : 1 GeV, 1.5 GeV, 2 GeV, 3 GeV, 4 GeV, 5 GeV, 6 GeV.

Au CERN, on a utilisé les électrons et les positrons comme faisceau. Pour les

positrons on a pris 0° comme angle d'incidence du faisceau et l'énergie varie entre 6 GeV et 50 GeV. Le faisceau d'électron prend les mêmes valeurs d'énergie, mais l'angle d'incidence prend les valeurs suivantes : 0° , 20° , 30° , 45° (Figure 2.9).

Location	DESY					Location	CERN						
Angles	0 °	10 °	20 °	30 °	45 °	Angles	0 °		20 °	30 °	45 °		
Particle	e ⁻ (kEvt)					Particle	e ⁺ (kEvt)	e ⁻ (kEvt)	e ⁻ (kEvt)				
1 GeV	400	300	345	200	200	6 GeV	208	128	112	594	530		
1.5 GeV	486	200	200	300	200	8 GeV		218					
2 GeV	400	200	200	300	200	10 GeV	152	469					
3 GeV	304	200	200	324	200	12 GeV		211					
4 GeV	400	224	200	300	200	15 GeV	476	325				181	244
5 GeV	304	300	200	325	200	16 GeV	310						
6 GeV	594	688	200	185	200	18 GeV	303	231					
Total	2888	2112	1545	1934	1400	20 GeV	390	590	110	330	208		
						30 GeV	409	685	270	550	531		
						40 GeV		347		280	311		
						45 GeV		933	250	753	551		
						50 GeV	305						
						total	2553	4137	742	2688	2375		

FIG. 2.9 – Prises des données en 2006 à DESY et au CERN.

Production 2007 : En 2007 au CERN, ils ont utilisé des électrons comme projectiles vers le prototype CALICE. L'énergie du faisceau varie entre 6 GeV et 50 GeV. Les points d'impact du faisceau avec le prototype sont représentés dans la Figure(2.10) :

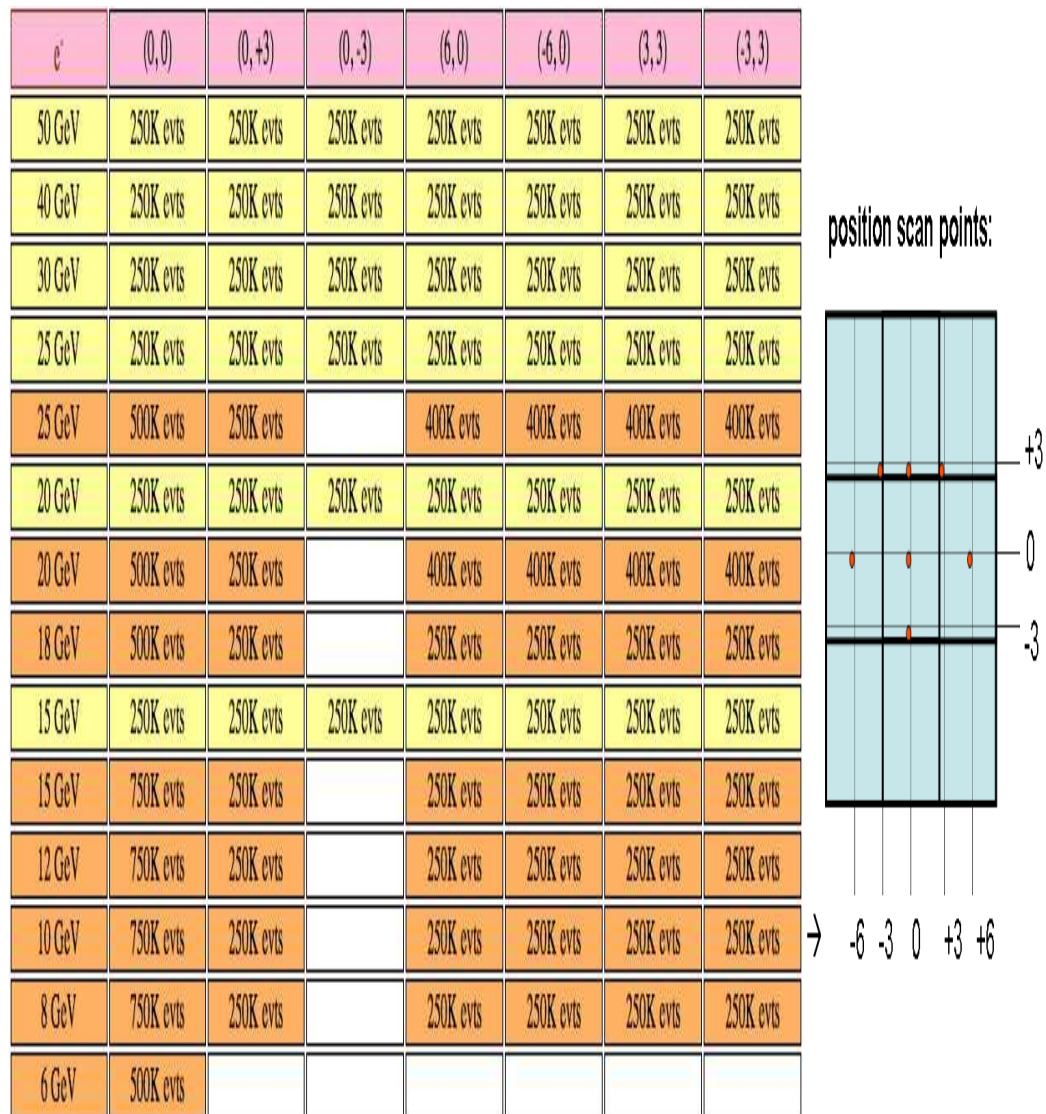


FIG. 2.10 – Prises des données en 2007 au CERN.

CHAPITRE 3

LES ÉVÉNEMENTS CARRÉS

3.1 Introduction

Pendant les prises des données en été 2006 au CERN, nous avons remarqué un phénomène inattendu (Figure 3.1), qui s'appelle le phénomène des événements carrés. L'analyse des premières données prises a mis ce problème en lumière. Les chercheurs ont constaté que, parfois, la plupart des Pads périphériques du capteur sont allumés, formant un carré, alors qu'ils ne devrait pas. Le passage d'une particule à travers une couche de l'ECAL ne devraient pas affecter ces Pads périphériques. Cet effet est donc lié à la structure et à la matière du détecteur.

Lorsqu'il ya une seule particule qui traverse l'ECAL, les événements carrés sont facilement visibles. Mais si rien n'est fait pour les prévenir, il sera très difficile et même impossible dans certains cas, de séparer ces événements de l'effet des particules lorsque plusieurs traversent le détecteur. Si certains événements carrés sont mélangés avec de vrais événements liés aux particules, il sera très délicat d'isoler les Hits correspondants à ces événements des autres. Une étude détaillée a été faite pour calculer le rapport entre les hits des événements carrés et ceux de la gerbe totale montre que ce rapport est lié à l'énergie du faisceau et au point d'impact [19][21].

Le but actuel est d'essayer de comprendre ce phénomène, de l'analyser, et de trouver les solutions pour résoudre ce problème.

Le LPC est entré en collaboration avec plusieurs laboratoires nationaux comme le LLR (Louis Leprince Ringuet), LAL (Laboratoire de l'accélérateur linéaire) et aussi des laboratoires internationaux, pour travailler sur ce sujet.

Trois approches sont envisagées :

- Par simulation physique (outils type SILVACO).
- Par maquettage en pistes de cuivre sur substrat Epoxy. Cela permet de décorréler la composante purement géométrique de la diaphonie, d'effectuer son étude à bas coût et de mettre en place le banc de test. Une simulation électrique de la maquette (outils type SPICE) est possible en utilisant aussi quelques résultats de la simulation SILVACO.

- Par des mesures : injection d'un signal dans l'anneau de garde et mesure du signal sur les pixels périphériques.

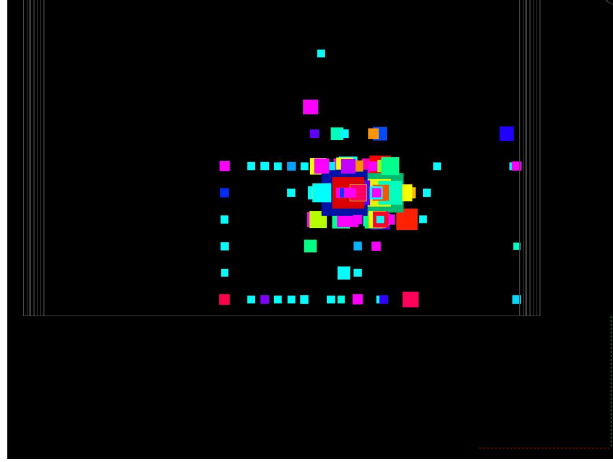


FIG. 3.1 – Exemple d'un événement carré découvert pendant la prise des données en 2006 au CERN.

Le phénomène de la diaphonie est l'une des hypothèses qui ont été proposées pour comprendre l'origine de ce problème. On estime que, l'énergie déposée lors du passage des particules dans le guardring produit un courant, qui a une influence sur les pixels périphériques par effet capacitif entre guardring et pixels (Figure 3.2). Le passage d'une particule dans le Wafer génère des charges électriques qui augmentent le champ électrique, et quand ce dernier dépasse la valeur de $E = 5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, cela induit un courant de fuite (courant surfacique) qui cause le claquage du capteur. Le rôle des guardrings est de bloquer ce courant de fuite.

Pour comprendre ce phénomène avec des méthodes moins coûteuses en temps et en argent qu'une manipulation, on utilise un logiciel SILVACO qui fait une simulation en 2D et 3D d'une structure matérielle en résolvant les équations de Maxwell avec les conditions aux limites. Au début, il faut trouver les valeurs de toutes les capacités (Capacité guardring-pixel, pixel-pixel, guardring-guardring...) que l'on doit utiliser comme des données pour un logiciel électronique SPICE qui résout les équations de Kirchhoff avec un modèle linéaire établi à partir des capacités, résistances, inductances en question, et pour analyser le comportement du capteur lors du passage des particules chargées.

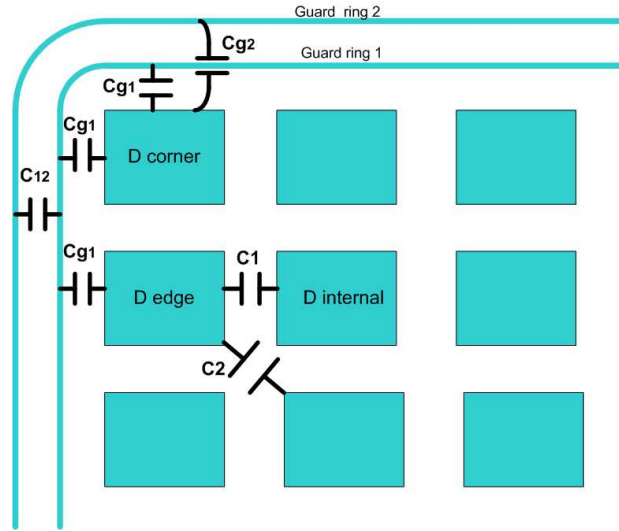


FIG. 3.2 – Phénomène de diaphonie par effet capacitif entre les guard rings et les pixels périphériques.

3.2 Notions théoriques

3.2.1 Introduction

Les semiconducteurs sont des corps solides dont la conductivité électrique se situe entre celle des métaux et celle des isolants.

Un semi-conducteur est un matériau qui a les caractéristiques électriques d'un isolant, mais pour lequel la probabilité qu'un électron puisse contribuer à un courant électrique, quoique faible, est suffisamment importante. En d'autres termes, la conductivité électrique d'un semi-conducteur est intermédiaire entre celle des métaux et des isolants à proprement parler.

Le comportement électrique des semi-conducteurs est généralement modélisé à l'aide de la théorie des bandes d'énergie. Selon celle-ci, un matériau semi-conducteur possède une bande interdite suffisamment petite pour que des électrons de la bande de valence puisse facilement rejoindre la bande de conduction. Si un potentiel électrique est appliqué à ses bornes, un faible courant électrique apparaît, provoqué à la fois par le déplacement de tels électrons et celui des trous qu'ils laissent dans la bande de valence.

La conductivité électrique des semi-conducteurs peut être contrôlée par dopage, en introduisant une petite quantité d'impuretés dans le matériau afin de produire un

excès d'électrons ou un déficit. Des semi-conducteurs dopés différemment peuvent être mis en contact afin de créer des jonctions, permettant de contrôler la direction et la quantité de courant qui traverse l'ensemble. Cette propriété est à la base du fonctionnement des composants de l'électronique moderne : diodes, transistors, etc.

Le silicium est le matériau semi-conducteur le plus utilisé commercialement, du fait de ses bonnes propriétés et de son abondance naturelle ; il existe également des dizaines d'autres semi-conducteurs utilisés, comme le germanium, l'arséniure de gallium ou le carbure de silicium.

3.2.2 Physique des semi-conducteurs

3.2.2.1 Structure en bandes des solides

Les niveaux d'énergies des électrons dans un atome isolé sont quantifiés. Si l'on rapproche N atomes identiques de manière à créer un cristal, chaque niveau d'énergie de l'atome isolé de départ se divise en N niveaux faiblement espacés. Compte tenu de la densité d'atomes dans un solide, ces niveaux seront si proches les uns des autres qu'ils apparaîtront comme une distribution continue d'énergie que l'on appelle bande d'énergies. Finalement, pour chaque niveau d'énergie de l'atome isolé de départ, on obtient une bande d'énergies permises pour les électrons des atomes constituant le cristal. Ces bandes permises sont séparées par des bandes interdites. La bande permise d'énergie la plus élevée est appelée bande de conduction. C'est elle qui détermine les propriétés électriques du cristal. La bande permise se trouvant juste en dessous de la bande de conduction est la bande de valence dans laquelle se trouvent les électrons de valence.

3.2.2.2 Conducteurs, semi-conducteurs, isolants

Les matériaux solides peuvent être classés en trois groupes que sont les isolants, les semi-conducteurs et les conducteurs. On considère comme isolants les matériaux de conductivité $\sigma < 10^{-8} \text{ S/cm}$, comme semi-conducteurs les matériaux tels que $10^{-8} < \sigma < 10^3$ (silicium 10^{-5} S/cm à 10^3 S/cm) et comme conducteurs les matériaux tels que $\sigma > 10^3 \text{ S/cm}$.

La conductivité d'un cristal est dictée par la structure des bandes d'énergies et leur niveau de remplissage. Lorsqu'une bande est complètement remplie, les électrons de cette bande ne peuvent pas participer à la conduction électrique. Ceci reste

vrai même si cette bande est la plus élevée, c'est à dire contenant les électrons les moins liés aux atomes. La raison provient de ce que les électrons sont des fermions, obéissant donc au principe d'exclusion de Pauli, qui les empêche de changer l'état quantique au sein d'une bande pleine.

A 0 K, certains cristaux ont leur bande de valence remplie et leur bande de conduction vide, les deux bandes étant de plus séparées. La différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence, i.e la largeur de la bande interdite, est le gap, E_g . Si E_g est élevée ($\gtrsim 3\text{eV}$), les électrons de la bande de valence ne peuvent pas passer dans la bande de conduction et on a affaire à un isolant. Si E_g est faible ($\sim 1\text{ eV}$), certains électrons de la bande de valence peuvent passer dans la bande de conduction et on se trouve en présence d'un semi-conducteur.

Pour d'autres cristaux, soit la bande de plus haute énergie contenant des électrons est partiellement remplie (même à 0 K), soit les deux bandes de plus hautes énergie contenant des électrons se chevauchent complètement ou partiellement. Dans ces cas, on a affaire à un conducteur.

A 0 K, un semi-conducteur se comporte comme un isolant. Cependant, lorsque la température augmente, de plus en plus d'électrons passent dans la bande de conduction grâce à l'agitation thermique. Le passage d'un électron dans la bande de conduction se traduit par l'apparition d'un état inoccupé dans la bande de valence que l'on appelle trou. Dans un semi-conducteur, les électrons comme les trous participent à la conduction. La résistivité d'un semi-conducteur diminue donc avec la température contrairement aux conducteurs.

L'intérêt des semi-conducteurs réside dans le fait que leur conductivité peut être contrôlée, contrairement aux isolants et aux conducteurs. Ceci est rendu possible par dopage chimique.

3.2.2.3 Le dopage

Les propriétés électriques d'un cristal semi-conducteur sont profondément modifiées si l'on remplace certains atomes du réseau par des atomes ayant, par rapport à l'atome substitué, un électron en plus ou en moins dans son cortège électronique. On désigne ceci sous le nom de *Dopage*. Ce dernier consiste à introduire des impuretés dans le cristal qui vont avoir pour conséquence de créer des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Un semi-conducteur dopé est appelé semi-conducteur ex-

trinsèque.

Prenons le cas du silicium situé dans la colonne IV de la classification périodique. On peut introduire dans son cristal des impuretés (appelées dopants) appartenant à la colonne III (du bore, par exemple) ou V (du phosphore, par exemple). Ces dopants doivent se placer en position substitutionnelle dans le cristal (ils doivent prendre la place d'un atome de silicium). En effet, les dopants placés en position interstitielle (dans un interstice du réseau) ne conduisent pas à une modification notable des propriétés électriques.

Un semi-conducteur intrinsèque possède des impuretés résiduelles qui peuvent jouer le rôle d'accepteurs ou de donneurs d'électrons. On peut le doper avec des impuretés de types opposés pour compenser l'effet des impuretés résiduelles. Dans ce cas on dit que le semi-conducteur est compensé.

Supposons que nous ayons remplacé, dans un cristal de silicium, un atome de silicium par un atome d'arsenic. Ce dernier possède cinq électrons de valence alors que le silicium n'en possède que quatre. Cet électron supplémentaire est sur un niveau d'énergie, situé dans la bande interdite, placé à 54 meV en dessous de minimum, E_C , de la bande de conduction. C'est une orbitale localisée au voisinage de l'atome d'arsenic qui n'est pas délocalisée dans tout le cristal comme c'est le cas des bandes d'énergie. Mais comme ce niveau d'énergie est situé à 54 meV en dessous de la bande de conduction, l'électron de ce niveau passe très vite dans la bande de conduction par excitation thermique. Il participe donc à la conduction dans le cristal. Le dopage est qualifié pour cette raison de dopage n. Le dopant, dans cet exemple l'arsenic, se comporte comme un donneur d'électrons et le semi-conducteur obtenu est dit de type n.

Considérons le silicium et dopons le avec des atomes de bore. Comme le bore a un électron de valence de moins que le silicium, il se comporte comme un accepteur d'électrons. Le dopage par des atomes accepteurs d'électrons est dit de type p.

Lorsque la concentration des dopants devient importante, typiquement supérieure à 10^{18}cm^{-3} , l'électron d'une impureté particulière peut être influencé par le potentiel créé par une impureté voisine. La régularité de la présence d'impuretés peut induire des bandes d'énergie dans la bande interdite. La structure de bande du cristal hôte peut s'en trouver fortement perturbée et on observe une modification de la largeur de la bande interdite. C'est le cas pour le silicium dont le gap diminue pour des forts dopages.

3.2.2.4 Conduction

Ce sont les électrons occupant la bande de conduction dans un conducteur qui rendent le matériau conducteur. Lorsqu'on applique un champ électrique \vec{E} dans ce matériau, les électrons libres ont un mouvement d'ensemble de vitesse moyenne \vec{v}_e qui se superpose à la vitesse thermique, bien plus élevée, mais de direction aléatoire. On définit la mobilité μ des électrons dans le matériau par :

$$\mu = \frac{v_e}{E} \quad (3.1)$$

La densité de courant \vec{j} , définie par $I = \int \int \vec{j} \cdot d\vec{S}$ où I est l'intensité de courant électrique, est relié au champ par :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \rho \vec{v}_e = Ne \vec{v}_e = Ne \mu \vec{E} \quad (3.2)$$

où σ est la conductivité du matériau, ρ la densité de charge, N la densité des porteurs (électrons libres) et e la charge de l'électron, on a donc :

$$\sigma = N \mu e \quad (3.3)$$

Dans un semi-conducteur, la conduction est assurée par les deux types de porteurs, électrons et trous, et la conductivité globale s'exprime ainsi :

$$\sigma = N_n \mu_n e + N_p \mu_p e \quad (3.4)$$

où :

N_n est la densité des électrons dans la bande de conduction,

N_p est la densité des trous dans la bande de valence,

μ_n est la mobilité des électrons,

μ_p est la mobilité des trous.

Les valeurs de la mobilité dépendent du matériau considéré et, en général, on a $\mu_n > \mu_p$.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, le nombre d'électrons (de densité N_n) qui sont passés dans la bande de conduction est égal au nombre de trous ainsi créés

dans la bande de valence (de densité N_p) : $N_n = N_p$. Aussi, ce sont les électrons et les trous créés par l'inclusion d'impuretés qui sont responsables de la quasi totalité de la conduction. Si $N_D(N_A)$ est la densité du dopant dans le cas d'un élément pentavalent (trivalent), on a pour un semi-conducteur de type N, $N_n \sim N_D$ et $\sigma \sim N_n \mu_n e$ car ($N_D \gg N_p$) et pour un semi-conducteur de type P, $N_p \sim N_A$ et $\sigma \sim N_p \mu_p e$ car ($N_A \gg N_n$).

3.2.2.5 La jonction pn

Le dispositif semi-conducteur le plus simple est la jonction pn . Elle est constituée d'une zone de semi-conducteur de type p en contact avec une zone de semi-conducteur de type n . La réalisation d'une jonction pn se fait sur le même substrat et ne peut pas être la juxtaposition physique d'un morceau de semi-conducteur de type p avec un morceau de semi-conducteur de type n , car ceci ne conduirait en aucun cas à une jonction pn .

En polarisation inverse, quand la tension de polarisation augmente, le champ augmente aussi. Si le champ $E \sim 10^5$ V/cm cela provoque le claquage de la jonction par avalanche ou par ionisation par choc des atomes du cristal. Si le champ $E \sim 10^6$ V/cm cela provoque le claquage par effet tunnel.

3.2.2.6 Statistique de Fermi-Dirac

Les électrons étant des fermions, ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Dans ce cadre formel, la probabilité pour qu'un état d'énergie E soit occupé est donnée par la fonction de distribution de Fermi :

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E-E_F}{KT}} \quad (3.5)$$

où E_F est l'énergie de Fermi. Ceci est en fait le potentiel chimique. A $T=0K$, tous les niveaux au-dessous de E_F sont occupés ($F=1$) et tous les niveaux au dessus de E_F sont vides ($F=0$). Pour $T>0$ K, certains niveaux au dessus de E_F se peuplent au détriment des niveaux inférieurs à E_F . Le niveau de Fermi dépend du nombre d'électrons libres par unité de volume. Dans un conducteur, ce niveau se trouve dans la bande de conduction alors qu'il se trouve dans la bande interdite pour un semi-conducteur. Si on définit le niveau de Fermi à partir du haut de la bande de

valence, on a :

- Pour un semi-conducteur intrinsèque : $N_n = N_p \longrightarrow E_F \approx E_g/2$.
- Pour un semi-conducteur extrinsèque de type N : $N_n \gg N_p \longrightarrow E_F > E_g/2$.
- Pour un semi-conducteur extrinsèque de type P : $N_n \ll N_p \longrightarrow E_F < E_g/2$.

3.2.2.7 Notions importantes

Pour les semi-conducteurs, la mobilité vaut $v = \mu E$, tel que μ_n est la mobilité des électrons (pour le Silicium $\mu_n \sim 1350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à 300K).

μ_p est la mobilité des trous (pour le Silicium $\mu_p \sim 480 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à 300K).

La conductivité d'un semi-conducteur vaut $\sigma = q(n.\mu_n + p.\mu_p)$ et la résistivité vaut $\rho = \frac{1}{\sigma}$. A 300K, la résistivité du Silicium vaut $\rho_i \sim 200 \text{ k}\Omega.\text{cm}$.

La durée de vie τ_p (temps mis par un porteur minoritaire pour se recombiner) est $\tau_p = \frac{1}{v_{th}.\sigma_p.N_t}$. τ_p est directement liée à la technologie de fabrication et à la pureté du matériau.

Le Tableau(3.1) représente quelques propriétés de Silicium avec $kT \sim 0.0259 \text{ eV}$ et $\epsilon_0 = 8.86 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$:

Propriétés :	Silicium
Z	14
A	28.09
densité g/cm^3	2.33
E_g (eV)	1.12
constante diélectrique	12
ϵ (F/cm)	$1.06 \cdot 10^{-12}$
N_c (cm^{-3})	$2.7 \cdot 10^{19}$
N_v (cm^{-3})	$1.1 \cdot 10^{19}$
$\mu_{electrons}(\text{cm}^2/\text{V.s})$	1350
$\mu_{trou}(\text{cm}^2/\text{V.s})$	480
$n_i(\text{cm}^{-3})$	$1.45 \cdot 10^{10}$
$\rho_i(\Omega.\text{cm})$	$2.3 \cdot 10^5$
ω (eV)	3.6 (300 K)

TAB. 3.1 – Quelques propriétés du Silicium, avec $kT \sim 0.0259 \text{ eV}$, et $\epsilon_0 = 8.86 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$.

3.2.3 Détecteurs à pixels

Voici quelques avantages des détecteurs pixels :

- Localisation du point d'origine des traces des particules en physique des hautes énergies.
- Localisation en 2D, avec moins d'ambiguïté.
- Faibles dimensions.
- Rapport Signal/Bruit excellent.
- Tolérance aux radiations.

3.3 Simulation SILVACO

3.3.1 Introduction

SILVACO est un logiciel qui permet de simuler des composantes à base de silicium et les caractériser en utilisant plusieurs options. On peut l'appliquer à tous les détecteurs de silicium.

Les deux importants modules de SILVACO sont :

- Le Module Athéna : son rôle principal est de définir une structure en utilisant DEVEDIT qui permet d'avoir une structure bien définie (Figure 3.3) surtout au niveau du maillage qui est déterminé par les gradients et le temps de calcul qui doit rester réaliste. Aussi il permet d'avoir des structures à deux ou trois dimensions. Il y a plusieurs étapes dans le processus de construction d'une structure, il faut d'abord définir la géométrie de la structure, ensuite faire le meilleur maillage, ainsi au final, le processus de modélisation contient plusieurs options comme la gravure, l'implantation ionique, la diffusion, l'oxydation...

Le module Athéna essaie de prédire les caractéristiques électriques en fonction des étapes de process mises en jeu. Il garantit une simulation rapide et précise de toutes les étapes utilisées dans la modélisation CMOS, SiGe, SOI, l'opto-électronique et les dispositifs technologiques. Il prédit avec précision la géométrie de la structure du dispositif et il accélère le temps de production pour de nouveaux processus de développement.

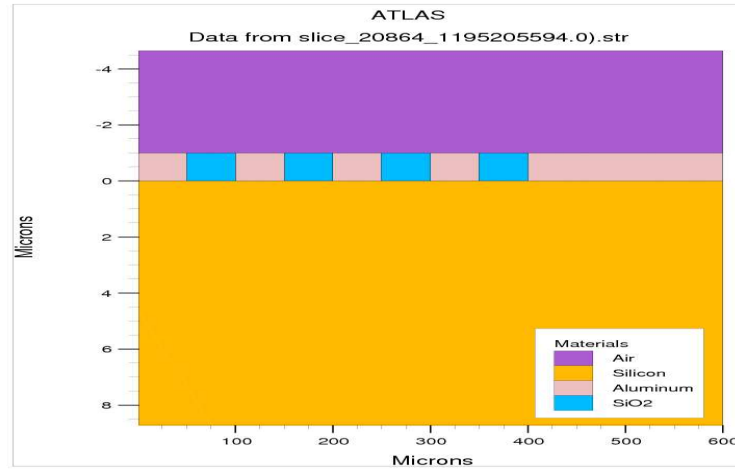


FIG. 3.3 – Exemple d’une structure de quatre guard rings, un pixel et une couche d’air décrite pour le module Athéna de SILVACO.

Parmi les options d’Athéna on trouve :

- **SSuprem4** : C’est un processus de simulation 2D largement utilisé dans l’industrie des semi-conducteurs pour la conception, l’analyse et l’optimisation de Si, SiGe et technologie de semi-conducteurs composés. SSuprem4 simule avec précision toutes les grandes étapes du processus en utilisant une large gamme de modèles physiques avancées pour la diffusion, l’implantation, l’oxydation.
- **MC Implant** : C’est un simulateur 3D des implantations ioniques, il prédit de manière fiable les dommages à la structure cristalline dûs à l’implantation ionique pour toutes les combinaisons habituelles ion/cible.
- **MC Etch/Depo** : C’est un simulateur avancé, il contient plusieurs modèles à base de Monte-Carlo pour la simulation de différents procédés de gravure et de dépôt qui modélise un flux de particules atomiques.
- **Optolith** : C’est un simulateur 2D non-planaire qui modélise tous les aspects de la lithographie sub-micronique comme l’imagerie. Il est interfacé à tous les outils commerciaux de mise en page conforme au formats GDSII et CIF.
- **SSuprem3** : C’est un simulateur rapide 1D de procédés de silicium, utilisé dans la prévision des profils de dopage et l’épaisseurs des couches.

La Figure(3.4) présente d’une manière générale le principe d’Athéna :

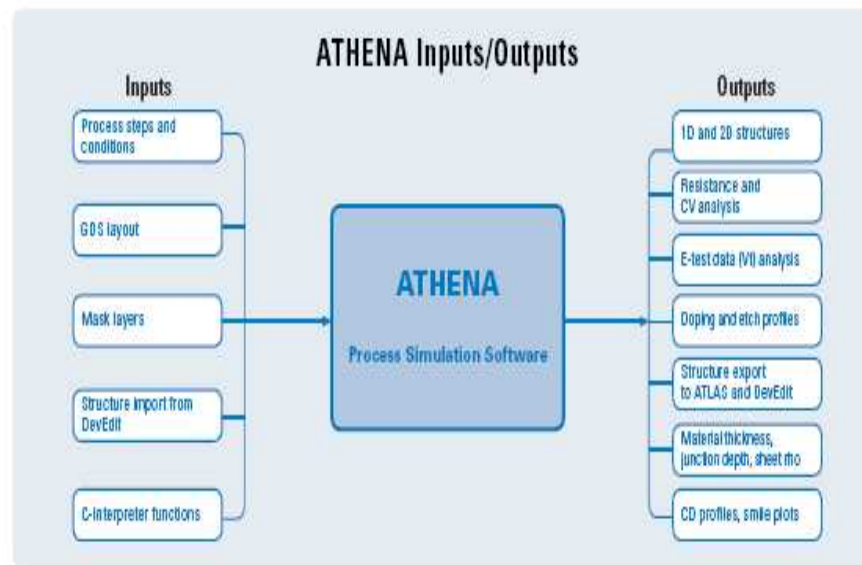


FIG. 3.4 – Les entrées et les sorties du modèle Athéna

Le 2^{ème} principal module de SILVACO est Atlas, son rôle principal est de caractériser une structure en utilisant plusieurs options, il permet aux ingénieurs de la technologie des dispositifs des semi-conducteurs de simuler des dispositifs électriques, optiques et thermiques. Il fournit une base de physique, facile à utiliser, modulaire et une plate-forme extensible pour des analyses AC, DC et les réponses dans le domaine du temps pour tous les semi-conducteurs basées sur la technologie, en deux et trois dimensions. Il peut résoudre le rendement et les processus de variation des problèmes pour une combinaison optimale de vitesse, la puissance, la densité, la ventilation, les fuites, la luminosité. Il est totalement intégré avec le module Athéna avec un ensemble complet de visualisation et une vaste base de données d'exemples.

La Figure(3.5) montre un exemple de l'utilisation de Atlas pour récupérer les valeurs des capacités.

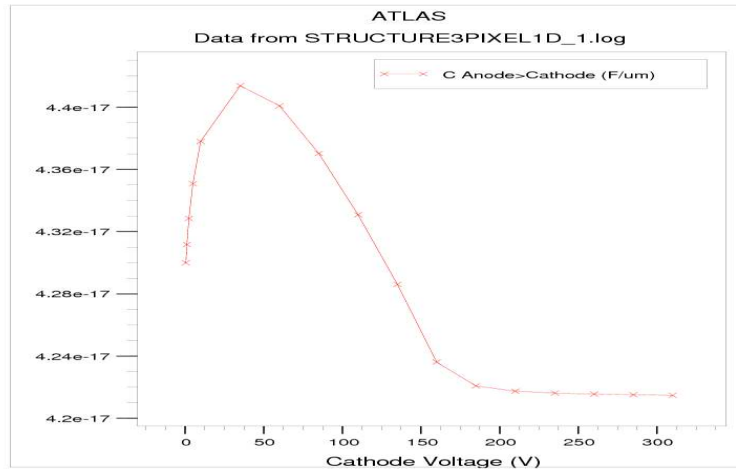


FIG. 3.5 – Exemple de l'utilisation du module Atlas pour obtenir la capacité C entre le pixel et le cathode en fonction de la tension de polarisation.

Dans le module Atlas on trouve plusieurs options :

- **S-Pisces** : C'est un simulateur des dispositifs en 2D pour que les technologies basées sur le silicium intègrent à la fois la dérive-diffusion et les équations de bilan des phénomènes de transport. Un large choix de modèles physiques sont disponibles pour les DC, AC et la simulation dans le domaine du temps. Les applications typiques incluent les technologies de MOS, bipolaire et BiCMOS.
- **Blaze** : C'est un simulateur des dispositifs fabriqués au moyen de matériaux avancés. Il contient une bibliothèque de composés semi-conducteurs, ayant des matériaux ternaires et quaternaires. Il simule des structures telles que MESFETs, HEMT et HBT's.
- **Device3D** : C'est un simulateur des dispositifs en 3D pour le Silicium et de matériaux issus de technologies avancées. Le DC, AC et les réponses dans le domaine du temps peuvent être simulées.
- **Giga2D/3D** : Il permet la simulation des effets thermiques. Les modules dans Giga2D/3D incluent la génération de chaleur, flux de chaleur et les effets de la température locale sur les constantes physiques. Les effets thermiques et électriques sont couplés par l'auto-cohérence des calculs.
- **Quantum** : Il propose un ensemble de modèles de puissances pour simuler de

divers effets de confinement quantique des porteurs dans les dispositifs à semi-conducteurs.

- **TFT2D/3D** : C'est un simulateur des dispositifs avancés des modèles physiques et des techniques numériques spécialisées, nécessaires pour simuler des dispositifs amorphes ou en polysilicium de l'affichage numérique et des cellules solaires.

- **Luminous 2D/3D** : Utilisé pour définir une source lumineuse, afin d'avoir des informations sur la propagation de la lumière dans la structure, récupérer le taux de photo-génération. Il rend compte de la topologie arbitraire des réflexions et réfractions interne et externe, la dépendance de la polarisation et la dispersion. Il peut simuler des sources optiques multi-spectrales ou jusqu'à dix sources monochromatiques, il peut simuler les réponses spectrales, transitoires, DC et AC des structures courantes. Luminous est pleinement intégré avec d'autres simulateurs comme S-Pisces et Blaze. Il est applicable à un large éventail de technologies, y compris les cellules solaires, CCD, photodiodes, photoconducteurs MSM, phototransistors et l'imagerie optoélectronique.

- **LED** : Il fonctionne en conjonction avec Blaze pour prédire DC et la réponse transitoire, l'intensité lumineuse, le pic d'émission, la longueur d'onde, le spectre de sortie, l'efficacité, le couplage de sortie angulaire de la distribution de la lumière.

- **Laser** : C'est le premier simulateur disponible dans le commerce des semi-conducteurs pour les diodes laser. Il fonctionne en conjonction avec Blaze pour fournir des solutions numériques pour le comportement électrique (DC et les réponses transitoires) et le comportement optique de diodes laser de type Fabry-Perot.

- **VCSEL** : Il est utilisé pour produire des simulations physiques de surface à cavité verticale émettant des lasers. Il rejoint la simulation des dispositifs sophistiqués pour obtenir le comportement électrique, thermique et optique de VCSELs.

Il existe encore plusieurs options comme le Thermal pour faire des analyses thermiques, le OTFT/OLED pour simuler les matériaux en polymère et organiques, le Ferro, le Noise qui simule en 2D les petits signaux de bruit.

La Figure(3.6) représente les entrées et les sorties d'Atlas :

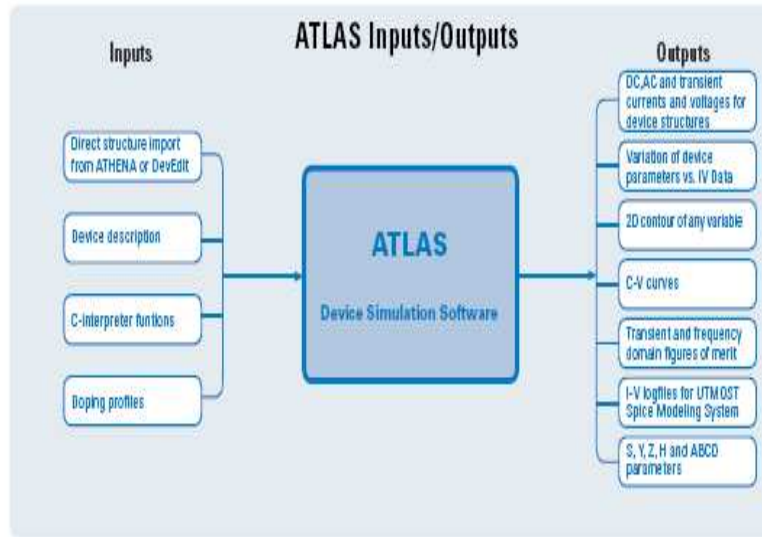


FIG. 3.6 – Les entrées et les sorties du module d’Atlas

L’interface graphique de SILVACO est Tonyplot (2D, 3D).

La stratégie de la simulation SILVACO consiste dans un premier temps à fournir une évaluation des valeurs des capacités internes du capteur pour valider l’hypothèse d’une diaphonie, ce point étant conforté par des simulations électroniques et la réalisation d’une maquette Cuivre-Epoxy (voir la 2^{eme} partie de ce Chapitre).

Dans un deuxième temps, l’étude des guard rings segmentés doit permettre de statuer sur l’impact réel de cette topologie. Le rôle de guard ring doit effectivement être préservé ; les influences des paramètres de dessin (espacement) sont à étudier. Il faut par la suite simuler une partie du Wafer pour comprendre ce phénomène en injectant des charges au niveau des guard rings pour voir l’influence sur les pixels voisins, et enfin, essayer de trouver une solution pour résoudre ce problème.

3.3.2 Qualification du SILVACO

Pour vérifier que SILVACO peut donner des résultats raisonnables, on prendra pour références trois exemples d’études déjà effectuées : les résultats théoriques des valeurs des capacités trouvés par R. Cornat et A. Karar (La section 3.3.2.1) et les résultats des deux publications [17][18].

3.3.2.1 Comparaison entre les valeurs théoriques des capacités et celles trouvées par SILVACO

L'étude des Guard rings segmentés doit permettre de statuer sur l'impact réel de cette topologie. On ne dispose pas des données technologiques des fabricants, dans un premier temps, les simulations sont à faire avec des ordres de grandeur raisonnables :

- Dopages : 10^{20} atomes/ cm^2 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^2 pour les zones intrinsèques.
- Dimension du pixel : 1cm/1cm.
- Longueur de segment du guard ring : 1 cm.
- Distance guard ring-pixel : 50 μm .
- Distance guard ring-guard ring : 50 μm .
- Épaisseur Wafer : 500 μm .
- Polarisation : 200V.
- Distance entre segments = 5 μm

Le calcul théorique au premier ordre effectué par A. Karar et R. Cornat[20] du LLR à l'Ecole Polytechnique, donne les résultats suivants :

- Capacité pixel-cathode = 18 pF.
- Capacité guard ring-cathode = 4 pF.
- Capacité guard ring x-guard ring y = 24 pF.
- Capacité pixel-guard ring x = 1 pF.
- Capacité pixel-segment de guard ring x = 1 pF.

En utilisant SILVACO, j'ai défini cette structure afin d'obtenir les valeurs des capacités (La Figure 3.7).

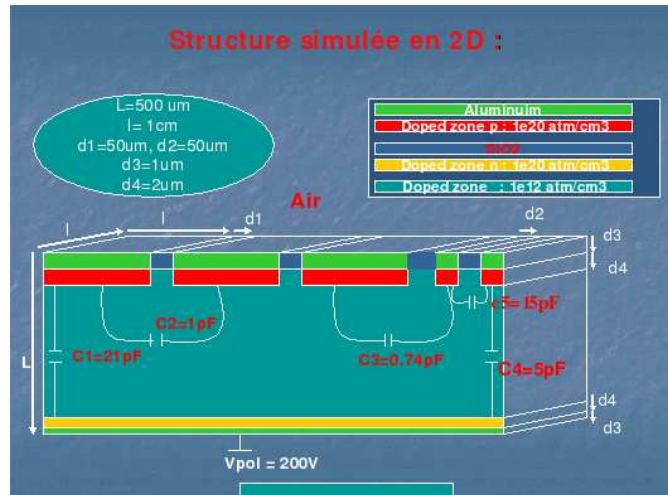


FIG. 3.7 – La structure simulée contient trois pixels et deux segments de guard rings afin d'obtenir les valeurs des capacités.

Voici quelques exemples des Figures montrant les valeurs des capacités obtenues par simulation :

La Figure(3.8) représente la courbe de la capacité entre le pixel et le cathode en fonction de la tension de polarisation :

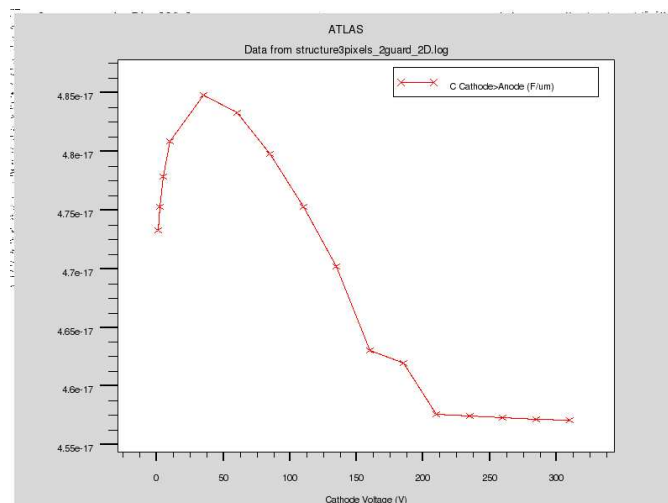


FIG. 3.8 – La courbe de la capacité entre pixel et cathode en fonction de la tension de polarisation.

La Figure(3.9) représente la courbe de la capacité entre le guard ring et le

cathode en fonction de la tension de polarisation :

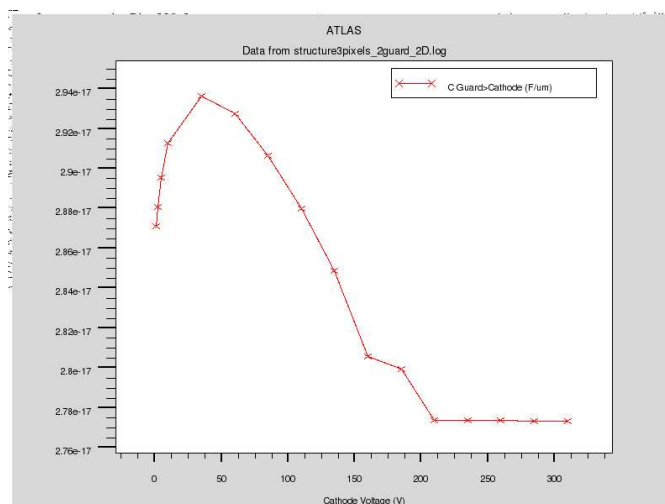


FIG. 3.9 – La courbe de la capacité entre le guard ring et le cathode en fonction de la tension de polarisation.

La Figure(3.10) représente la courbe de la capacité entre le pixel et le guard ring en fonction de la tension de polarisation :

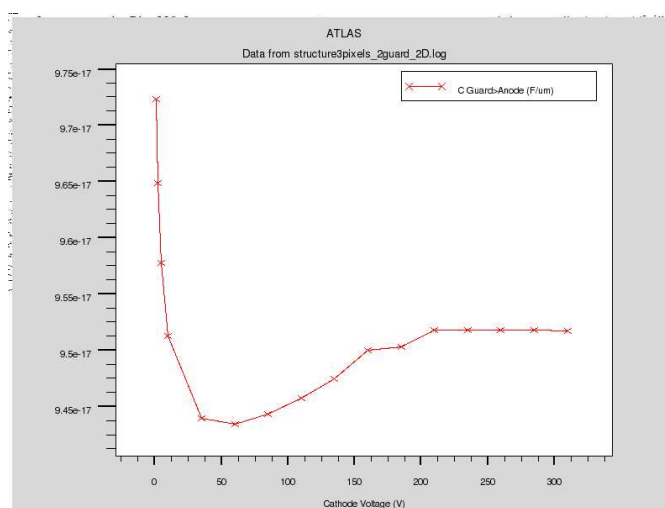


FIG. 3.10 – La courbe de la capacité entre le pixel et le guard ring en fonction de la tension de la polarisation.

Le Tableau(3.2) représente la comparaison entre ces résultats, obtenus par la simulation et ceux trouvés par la théorie :

Résultats obtenus par simulation	Résultats théoriques (A. Karar, R. Cornat)
Capacité pixel-cathode = 21 pF	Capacité pixel- cathode = 18 pF
Capacité guard ring-cathode = 5 pF	Capacité guard ring-cathode = 4 pF
Capacité pixel-guard ring = 0.74 pF	Capacité pixel-guard ring = 1 pF
Capacité pixel-pixel = 1 pF	Capacité pixel-pixel = 1 pF

TAB. 3.2 – Comparaison entre les résultats des valeurs des capacités obtenus par la simulation et ceux trouvés par la théorie.

On remarque que l'on a les mêmes ordres de grandeurs pour les deux genres de résultats. On peut conclure que ces résultats sont compatibles avec les données théoriques. On utilisera ces résultats en tant que données pour une autre simulation électronique SPICE, qui va nous donner une idée très claire sur l'hypothèse de la diaphonie.

3.3.2.2 Simulation des lignes de champs

Dans le but de qualifier SILVACO, j'ai refait une étude sur le champ électrique, qui a déjà été publiée [A Vertical High Voltage Termination Structure for High-Resistivity Silicon Detectors]. C'est une étude sur une nouvelle structure de la diode à haute tension qui a été mise au point pour une jonction arrière des détecteurs au Silicium. La nouvelle structure se compose d'une profondeur verticale gravée du début de la diode jusqu'à l'extrémité du détecteur (La structure en bas de la Figure(3.11)), elle nécessite seulement un masque et est de plus extrêmement robuste aux rayures et autres dommages mécaniques.

J'ai réalisé la même étude pour faire une comparaison. J'ai défini les mêmes structures, pixel seul et pixel gravé (La Figure 3.11)

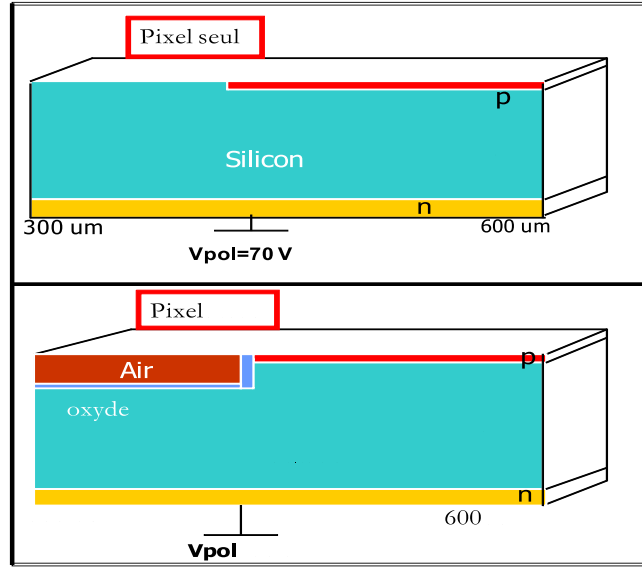


FIG. 3.11 – Les structures simulées pour faire une comparaison avec les résultats de la Publication[17].

Les caractéristiques des deux structures sont :

- Pour le pixel seul (La structure en haut de la Figure(3.11)) :
 - La dimension de la structure = $600\mu m/300\mu m$.
 - 1 pixel de $400\mu m/300\mu m$.
 - Tension de polarisation = 70V.
 - Dopage : 10^{20} atomes/ cm^3 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^3 pour les zones intrinsèques.
 - La profondeur de la zone p est de $2\mu m$.
- Pour le pixel gravé (La structure en bas de la Figure(3.11)) :
 - La dimension de la structure= $600\mu m/300\mu m$.
 - 1 pixel de $300\mu m/300\mu m$, avec une gravure de $300\mu m$.
 - Tension de polarisation = 70V.
 - Le profondeur de la zone p est de $2\mu m$.
 - Le dopage : 10^{20} atomes/ cm^3 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^3 pour les zones intrinsèques.

Ce Tableau représente la valeur du champ maximal dans la première structure (Pixel seul) et compare les résultats de la simulation et ceux de la publication :

Résultats obtenus par simulation	Résultats de la publication[17]
Champ maximal = $2.6 \cdot 10^4$ V/cm	Champ maximal = $2.8 \cdot 10^4$ V/cm

Le 2nd Tableau représente la valeur du champ maximal dans la deuxième structure (Pixel gravé) et compare les résultats de la simulation et ceux de la publication[17] :

Résultats obtenus par simulation	Résultats de la publication[17]
Champ maximal = $1.99 \cdot 10^4$ V/cm	Champ maximal = $2.0 \cdot 10^4$ V/cm

On constate que les résultats obtenus par simulation SILVACO sont compatibles avec les résultats de la publication.

La Figure(3.12) compare les lignes de champs dans la première structure. Le schéma du haut représente les lignes des champs obtenus dans la publication et le schéma de bas, les lignes de champs obtenus par simulation SILVACO.

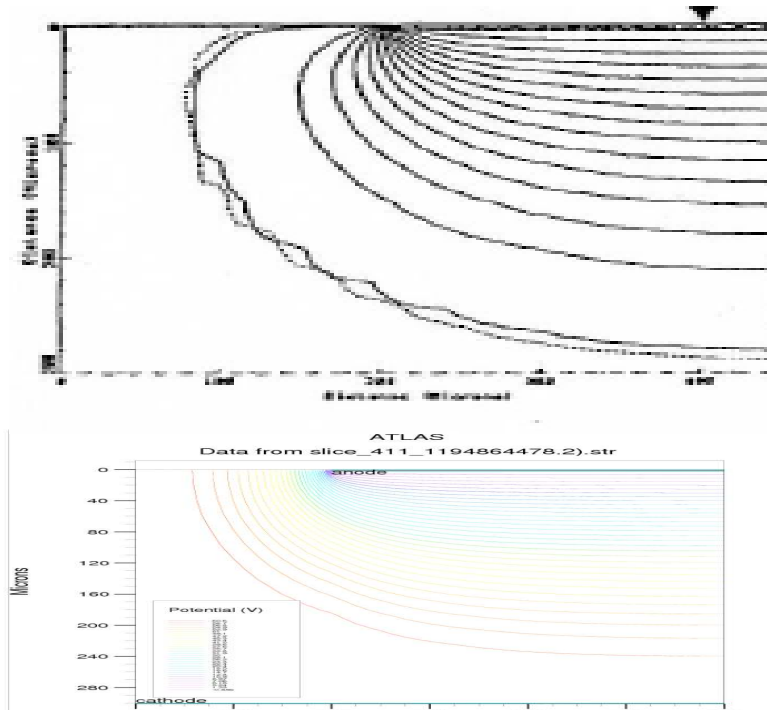


FIG. 3.12 – Les lignes de champs dans la première structure simulée dans la publication (Figure de haut) et dans la simulation SILVACO (Figure en bas)

La Figure(3.13) compare les lignes de champs dans la seconde structure (pixel gravé). Le schéma du haut représente les lignes des champs obtenus dans la publication tandis que celui du bas représente les lignes de champs obtenus par simulation SILVACO.

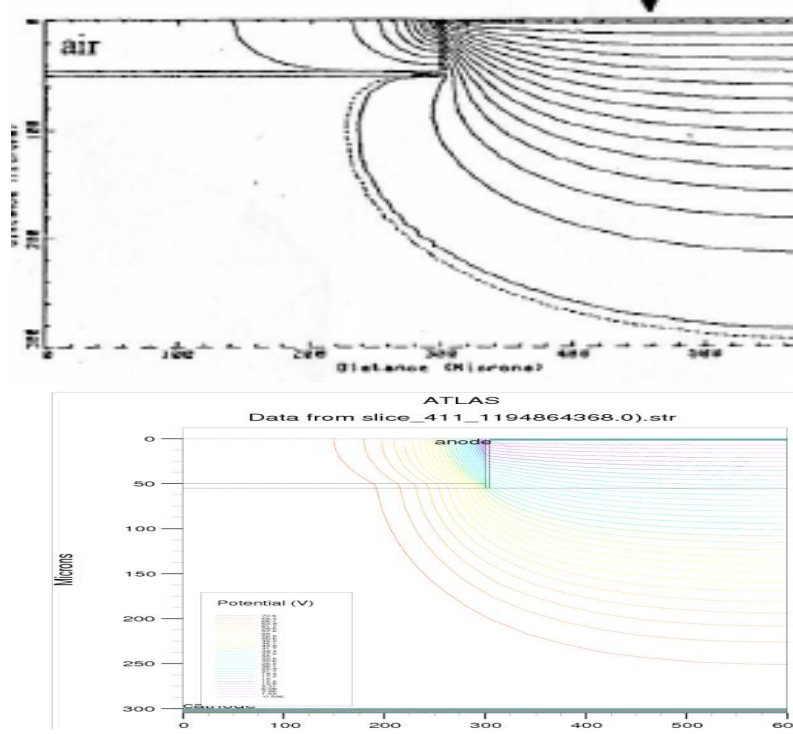


FIG. 3.13 – Les lignes de champs dans la deuxième structure simulée dans la publication (Figure de haut) et dans la simulation SILVACO (Figure en bas).

Les résultats obtenus confirment la qualification de SILVACO et démontrent qu'il est capable de donner des bons résultats.

3.3.2.3 Phénomène du claquage

Des détecteurs de Silicium type n^- , avec des guard rings de type n^+ ont été étudiés dans une publication [18]. Dans ce travail, une nouvelle structure d'un détecteur $p^+/n/n^+$ avec un guard ring de type n^+ est décrit. Le guard ring est placé au bord du détecteur. La région de depletion du détecteur s'étend latéralement, permettant la collecte de signal très proche du guard ring.

Les détecteurs de Silicium dans les expériences de physique des hautes énergies

exigent une performance fiable sous irradiation. Réduire au minimum l'espace mort est un avantage supplémentaire, car il accroît l'efficacité de détecteur. La technique du guard ring a évolué pour minimiser l'espace mort sur le bord de détecteur. Il est important de réduire au minimum l'espace mort, d'où l'impossibilité de recueillir des charges. Habituellement, la zone de depletion s'étend verticalement de l'anode vers la cathode, mais dans cette application, où il existe un guard ring de type n, la zone de depletion s'étend latéralement. Ce phénomène est dû à la cathode et au guard ring qui sont d'un dopage de même type.

La Figure(3.14) décrit la nouvelle structure proposée du détecteur $p^+/n/n^+$ avec un guard ring de type n^+ . Le guard ring est placé au bord du détecteur et la distance entre l'anode et le guard ring est de $200\mu m$. L'épaisseur de la jonction pn et le guard ring est de $3\mu m$. La largeur du guard ring est de $3\mu m$.

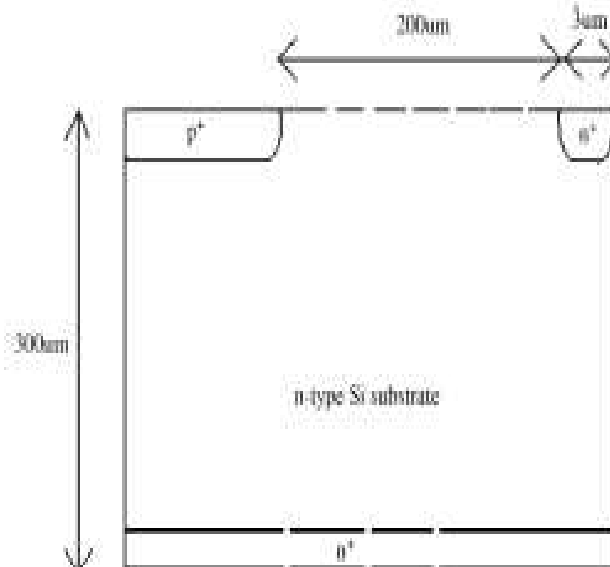


FIG. 3.14 – La structure simulée pour faire une étude sur le courant de fuite et ainsi le phénomène de claquage dans la publication [18]. Elle contient un pixel de type p+ et un guard ring de type n+.

La Figure(3.15) montre les lignes de potentiel dans le détecteur $p^+/n/n^+$ comme présenté dans la publication [18] :

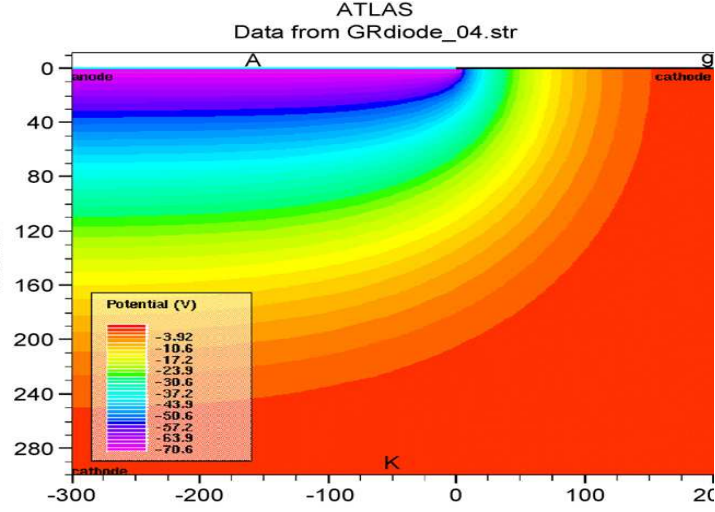


FIG. 3.15 – Les lignes de potentiel dans le détecteur $p^+/n/n^+$ comme présenté dans la publication[18].

La Figure(3.16) représente le courant de fuite dans le détecteur en fonction de la tension de polarisation.

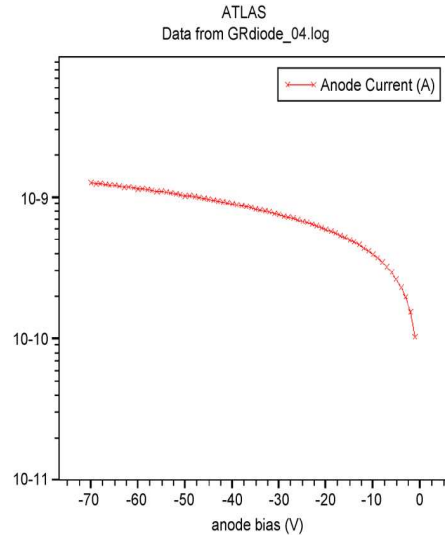


FIG. 3.16 – La courbe représente le courant de fuite dans le détecteur en fonction de la tension injectée au niveau du pixel comme présenté dans la publication[18].

J'ai utilisé SILVACO pour faire la même étude, j'ai procédé la même structure : un pixel de $300\mu m$ et un guard ring de $3\mu m$ de largeur, la distance entre le pixel et le guard ring est de $200\mu m$.

La Figure(3.17) représente la structure simulée par SILVACO et ayant les mêmes caractéristiques que celle de la publication [18] :

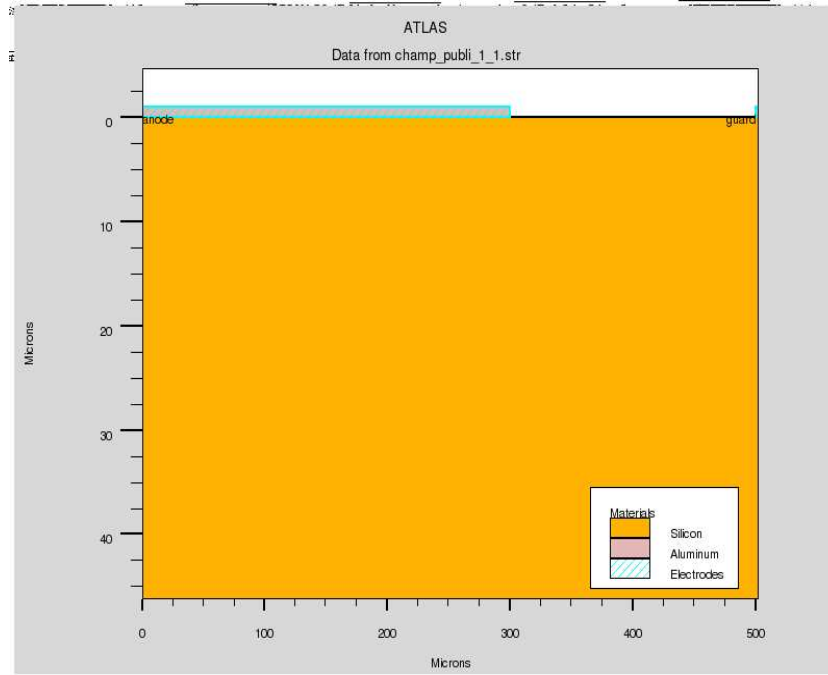


FIG. 3.17 – La structure simulée pour faire une comparaison avec l'étude publiée [18]. La structure contient un pixel de type p^+ et un guard ring de type n^+ .

La Figure(3.18) montre les lignes de potentiel simulées par SILVACO dans le détecteur $p^+/n/n^+$:

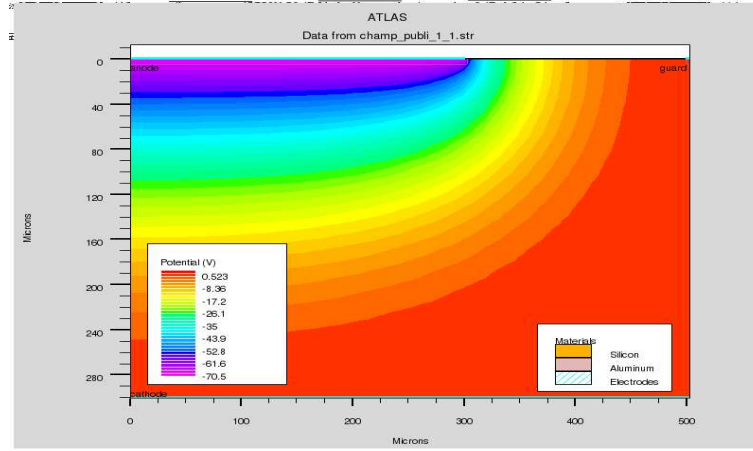


FIG. 3.18 – Les lignes de potentiel simulées par SILVACO dans le détecteur $p^+/n/n^+$.

La Figure(3.19) montre la courbe qui représente le courant de fuite simulé :

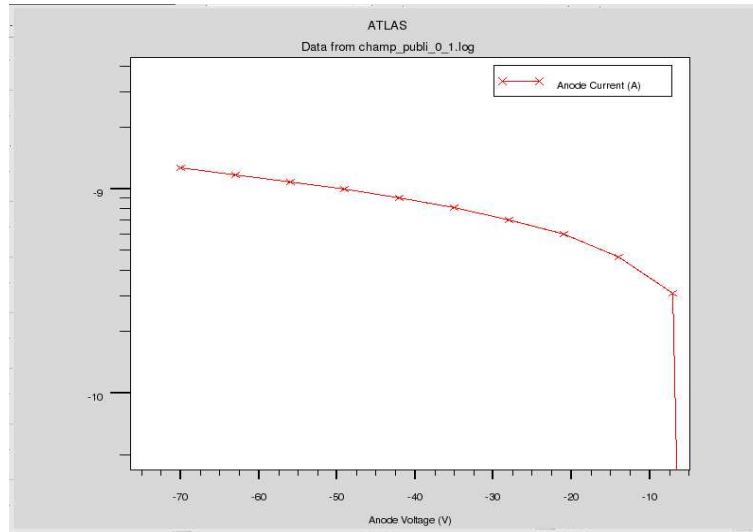


FIG. 3.19 – La courbe du courant de fuite en fonction de la tension injectée au niveau du pixel obtenu par simulation SILVACO.

On remarque que les résultats obtenus sont presque identiques à ceux de la publication[18], ce qui confirme que SILVACO peut modéliser correctement les détecteurs en Silicium que l'on peut utiliser afin de résoudre le problème des évène-

ments carrés. Par la suite, je vais effectuer des études de simulation sur une partie du Wafer du prototype ECAL-CALICE.

3.3.3 Simulation d'une partie du capteur du prototype ECAL-CALICE en 3D

Le but principal de cette étude est d'étudier en simulation le couplage capacitif entre guard rings et pixels, analyser l'influence des paramètres géométriques (Distance guard ring-pixel) et enfin étudier les effets de la géométrie du Guard ring.

On a remarqué durant la première étude de l'effet capacitif (dans la première partie de la qualification de SILVACO) que les valeurs trouvées par simulation sont compatibles avec les résultats théoriques. Je poursuis par la suite la même étude mais cette fois avec une structure plus grande en 3D, avec des guard rings segmentés. Le but de la segmentation des guard rings est d'étudier son influence sur l'effet capacitif.

La structure étudiée en 3D a les caractéristiques suivantes :

- 6 pixels de $1\text{cm}/1\text{cm}/2\mu\text{m}$.
- 4 segment de guard ring de $50\mu\text{m}/1\text{cm}/2\mu\text{m}$.
- Distance inter-pixel = $50\mu\text{m}$.
- Dopages : 10^{20} atomes/ cm^2 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^2 pour les zones intrinsèques.
- Distance guard ring-pixel : $50\mu\text{m}$.
- Épaisseur Wafer : $500\mu\text{m}$.
- Distance entre segments de guard rings = $50\mu\text{m}$
- Tension de polarisation = 200 V. (La Figure 3.20)

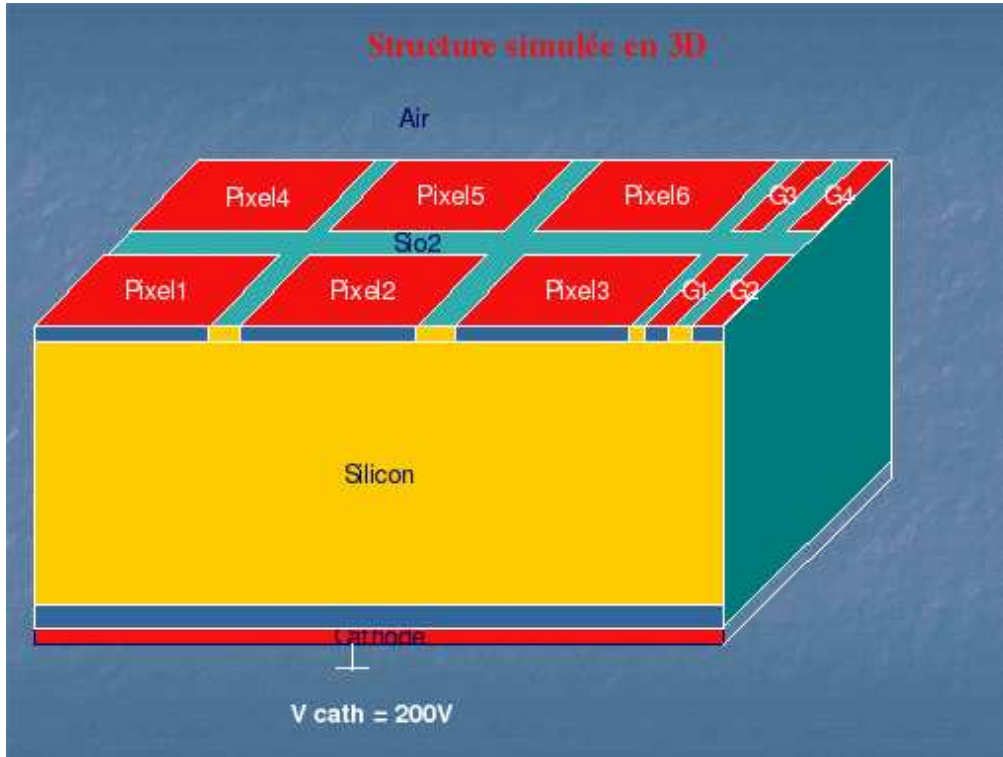


FIG. 3.20 – Structure simulée en 3D, contenant six pixels et deux guard rings segmentés.

Ce Tableau représente les résultats des valeurs de tous les types de capacités (capacité inter-pixel, inter-guard ring, capacité entre guard ring et pixel, capacité entre pixel et cathode et entre guard rings et cathode).

Résultats obtenus par simulation	Résultats obtenus par simulation
Capa pixel1-cathode = 25.5pF	Capa pixel1-pixel2 = 1.85pF
Capa pixel2-cathode = 25.5pF	Capa pixel1-pixel3 = 0pF
Capa pixel3-cathode = 25.5pF	Capa pixel1-pixel4 = 1.42pF
Capa pixel4-cathode = 25.5pF	Capa pixel1-pixel5 = 7e-3pF
Capa pixel5-cathode = 25.5pF	Capa pixel1-pixel6 = 0 pF
Capa pixel6-cathode = 25.5pF	Capa pixel5-pixel6 = 1.64pF
Capa Guardring1-cathode = 6.2pF	Capa pixel2-pixel3 = 1.7pF
Capa guard ring2-cathode = 4.7pF	Capa pixel2-pixel4 = 7e-3pF
Capa guardring3-cathode = 6.2pF	Capa pixel2-pixel5 = 1.43pF
Capa guardring4-cathode = 6.2pF	Capa pixel2-pixel6 = 5.5e-3pF
Capa guardring1-guardring2=26.4pF	Capa pixel3-pixel4 = 0pF
Capa guardring1-guardring3= 0.3pF	Capa pixel3-pixel5 = 5e-3pF
Capa guardring1-guardring4=0.03pF	Capa pixel3-pixel6 = 1.44 pF
Capa guardring2-guardring3= 0.03pF	Capa pixel6-guardring4= 0.2pF
Capa guardring2-guardring4= 0.2 pF	Capa pixel4-pixel5 = 1.54pF
Capa guardring3-guardring4= 27.6pF	Capa pixel4-pixel6 = 0pF
Capa pixel1-guardring1= 0pF	Capa pixel3-guardring1= 1.35pF
Capa pixel1-guardring2= 0pF	Capa pixel3-guardring2= 0.2pF
Capa pixel1-guardring3= 0pF	Capa pixel3-guardring3= 3e-3pF
Capa pixel1-guardring4= 0pF	Capa pixel3-guardring4= 1,5 e-3pF
Capa pixel2-guardring1= 0pF	Capa pixel2-guardring3= 0pF
Capa pixel2-guardring2= 0pF	Capa pixel2-guardring4= 0pF
Capa pixel6-guardring1= 3 10 ⁻³ pF	Capa pixel4-guardring(i)= 0pF
Capa pixel6-guardring2= 1.5 10 ⁻³ pF	Capa pixel5-guardring(i)= 0pF
Capa pixel6-guardring3= 1.35pF	

On remarque que les résultats obtenus par simulation ont le même ordre de grandeur que ceux trouvés par A. Karar et R. Cornat, prenons pour exemple ce Tableau :

Résultats obtenus par simulation	Résultats théoriques
Capa pixel(i)-cathode = 25.5pF	Capa pixel-cathode = 18pF
Capa guard ring(i)-cathode = 6pF	Capa guard ring-cathode = 4pF
Capa pixel3-guardring1 = 1.35pF	Capa pixel-guard ring = 1pF
Capa pixel1-pixel2 = 1.85pF	Capa pixel-pixel = 1pF
Capa guard1-guardring2 = 26.4pF	Capa guard ring-guard ring = 24pF

L'étape suivante consiste à étudier l'influence de quelques paramètres (fréquence, dopage, profondeur de dopage, épaisseur de pixel, paramètres géométriques) sur les valeurs des capacités. Le but de cette étape est d'avoir une idée globale sur les valeurs des paramètres du capteur, qui sont des secrets du fabricant.

J'ai effectué une structure simple qui contient un seul pixel et un guard ring dont j'ai mis les caractéristiques suivantes :

- 1 pixel de $200\mu m/1\mu m$.
- 1 guard ring de $100\mu m/1\mu m$.
- Distance pixel-guard ring = $50\mu m$.
- Dopages : 10^{20} atomes/ cm^2 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^2 pour les zones intrinsèques.
- Épaisseur Wafer : $500\mu m$.
- Tension de polarisation = 200 V. (La Figure(3.21))

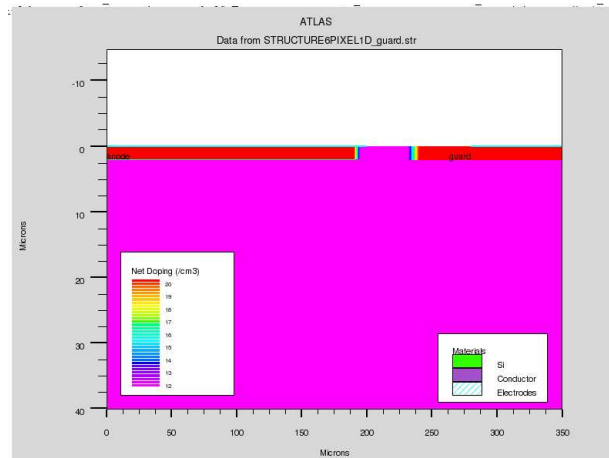


FIG. 3.21 – Structure simulée pour étudier l'influence de quelques paramètres sur les valeurs des capacités.

La première étude concernant les valeurs des capacités en fonction de la fréquence prouve que la fréquence n'a aucune influence sur ces dernières. La Figure(3.22) montre un exemple de la valeur de la capacité pixel-cathode avec une fréquence qui varie entre $10^6 Hz$ et $10^{13} Hz$. Nous remarquons que la valeur de la capacité est presque la même $\sim 4.21 F/\mu m$ quelque soit la fréquence.

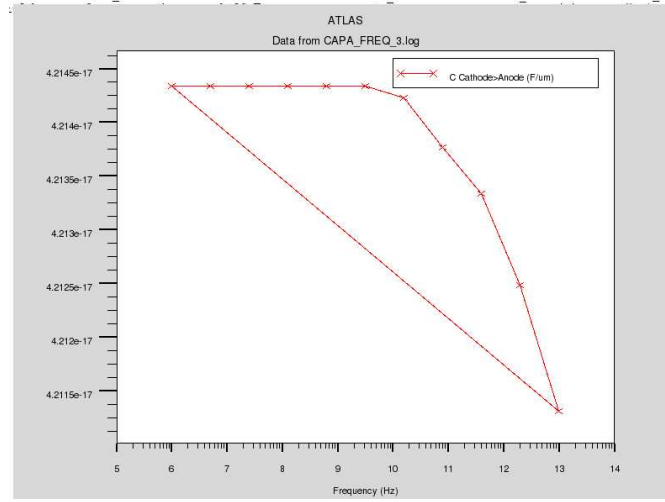


FIG. 3.22 – Capacité entre le pixel et le cathode en fonction de la fréquence.

J'ai ensuite varié le dopage des zones fortement dopées entre $10^{17} \text{atomes}/\text{cm}^3$ à $10^{21} \text{atomes}/\text{cm}^3$. La Figure(3.23) représente les valeurs des capacités cathode-anode obtenues en fonction du dopage.

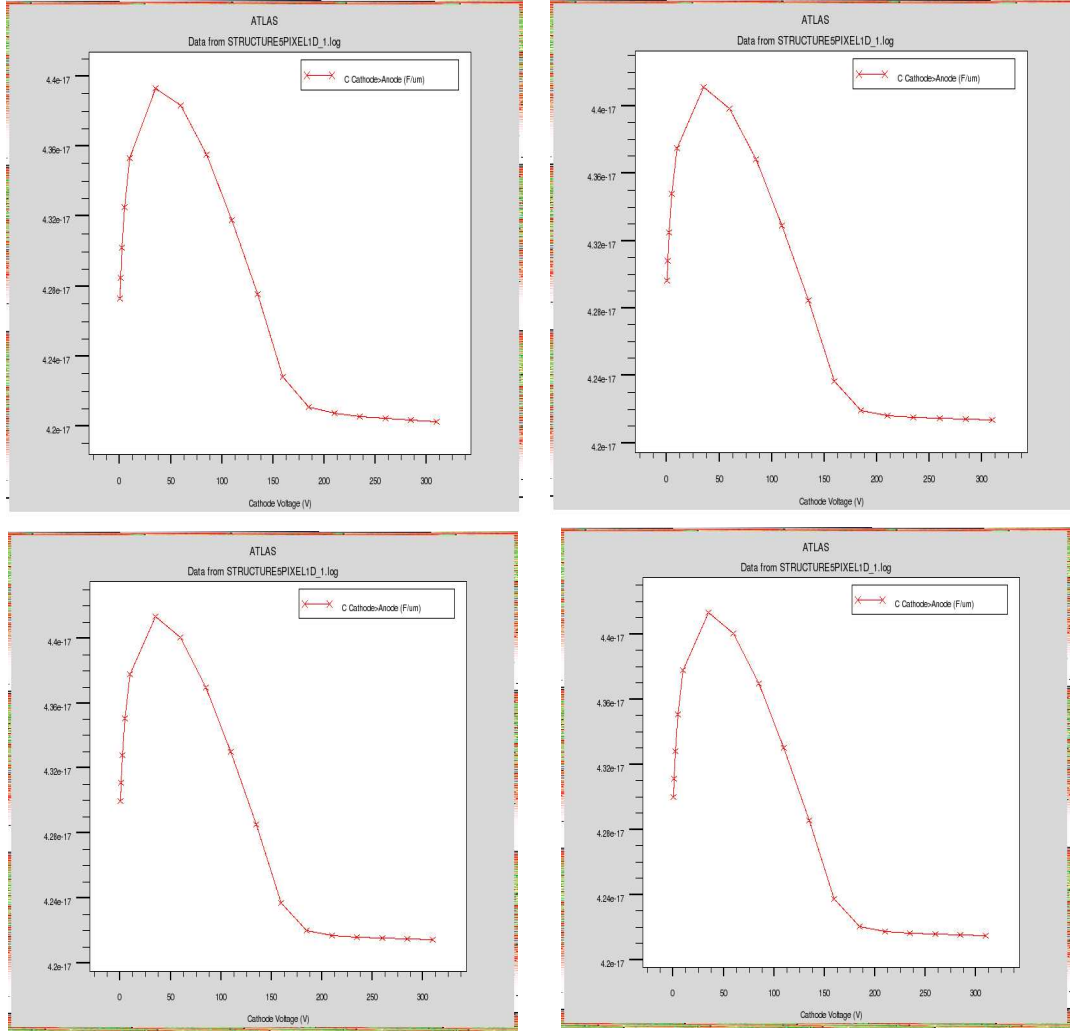


FIG. 3.23 – Capacité entre le pixel et le cathode en fonction de la concentration du dopage des zones fortement dopées. La concentration varie entre 10^{15} à 10^{20} atomes/cm³.

On remarque d'après ces résultats que les valeurs des capacités sont presque identiques. On constate que le dopage n'a aucune influence sur les valeurs des capacités.

L'étude suivante concerne les valeurs des capacités en fonction de la profondeur du dopage. j'ai varié la profondeur du dopage entre $1\mu m$ et $5\mu m$.

La Figure(3.24) represente les résultats obtenus :

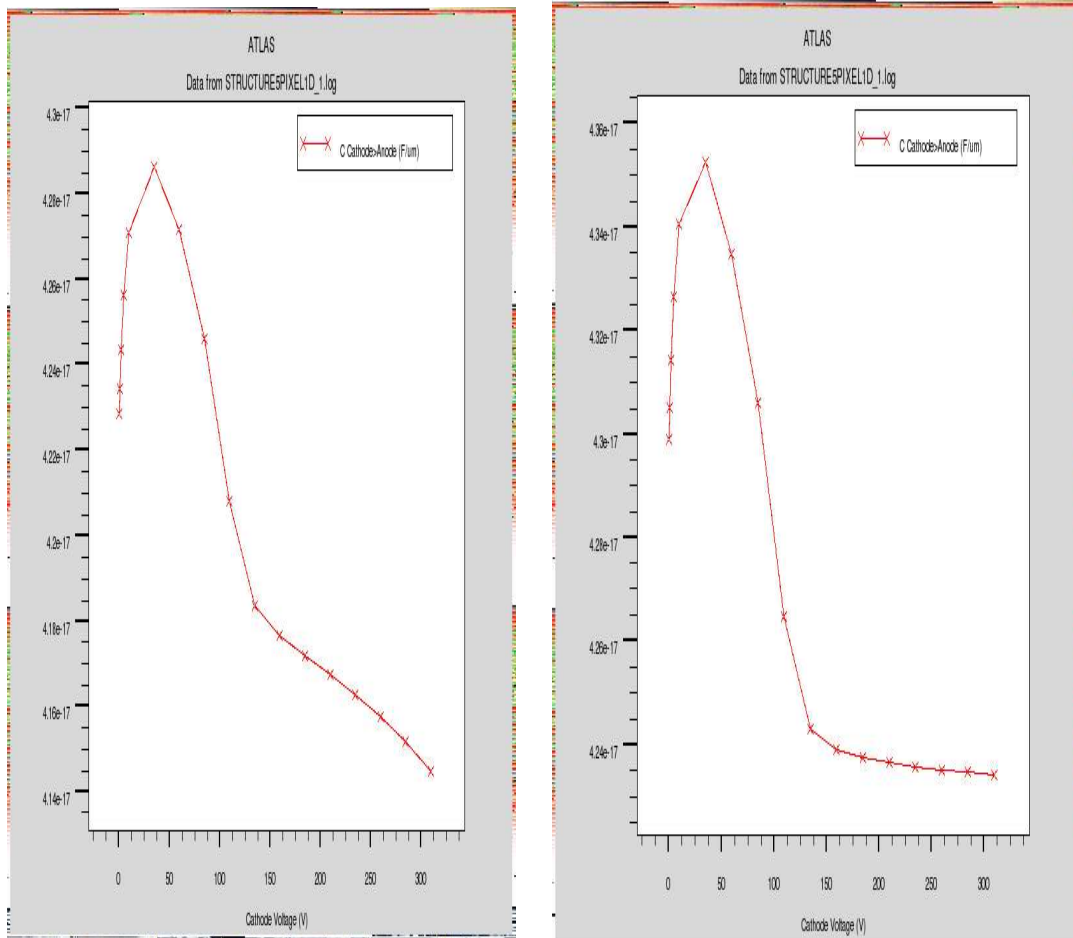


FIG. 3.24 – Capacité en fonction de la profondeur du dopage (1 et 5 μ m).

On remarque que les valeurs des capacités sont presque les mêmes. On constate également que la profondeur du dopage n'a aucune influence sur les valeurs des capacités.

J'ai modifié par la suite l'épaisseur du Wafer, j'ai pris la valeur standard 500 μ m et effectué une comparaison avec une valeur de 300 μ m. La Figure(3.25) représente

les résultats obtenus.

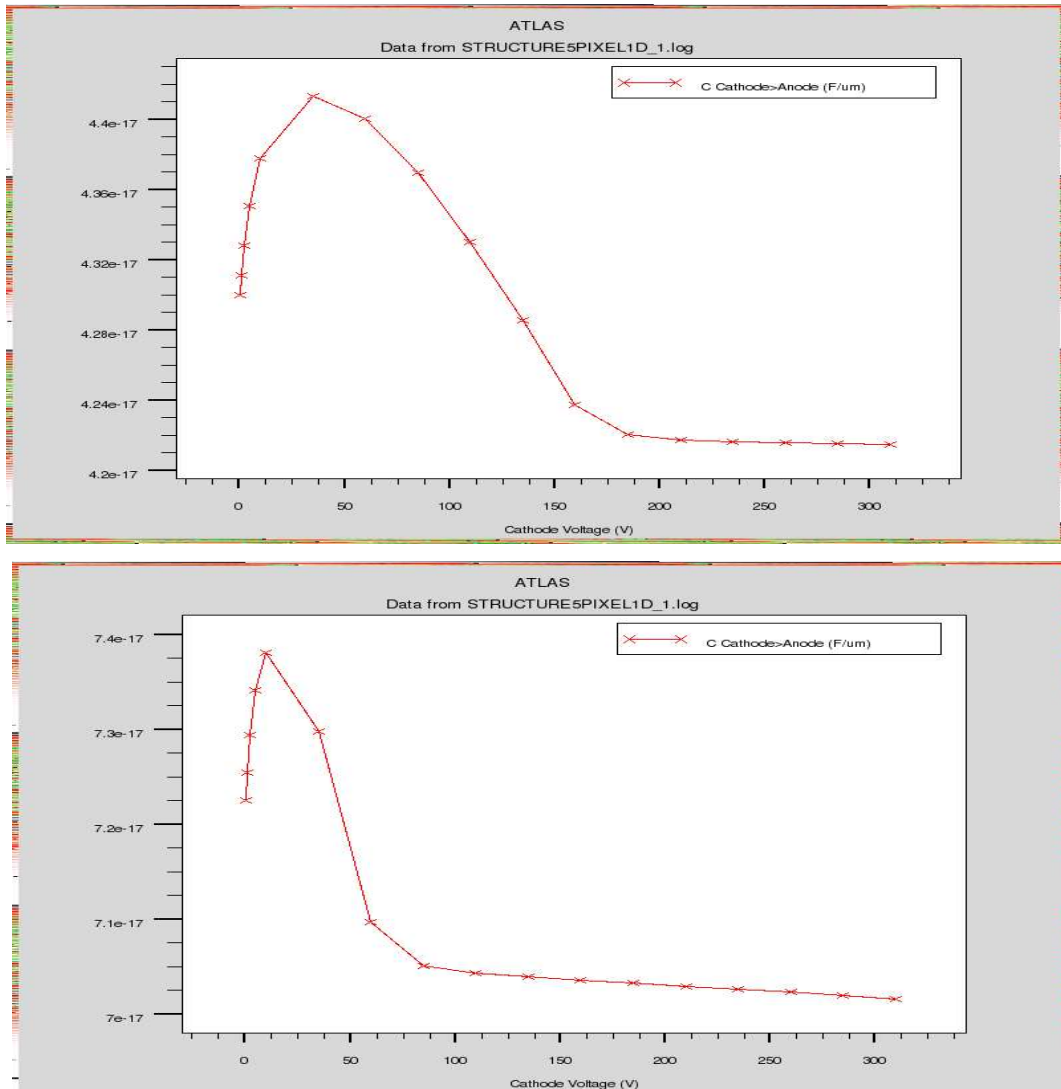


FIG. 3.25 – Capacité entre le pixel et le cathode en fonction de l'épaisseur du capteur.

On remarque que la valeur de la capacité pixel-cathode a été légèrement augmentée. On constate que l'épaisseur du capteur a une influence sur ce phénomène, l'influence de ce paramètre sera donc étudiée lors de l'expérience réelle dans le banc de test (La partie suivante de ce Chapitre).

Toujours dans le même sens, j'ai procédé à une nouvelle étude sur l'influence de la distance inter pixel-guard ring sur les valeurs des capacités.

Ce tableau affiche les résultats obtenus :

Distances inter pixel-guard ring	Les valeurs des capacités
$L_{Pixel-Guard} = 10\mu m$	Capa pixel-guard = $8.72 \cdot 10^{-2}$ pF Capa pixel-cathode = 8.16pF Capa Guard-cathode = 8.16pF
$L_{Pixel-Guard} = 50\mu m$	Capa pixel-guard = $1.8 \cdot 10^{-2}$ pF Capa pixel-cathode = 8.16pF Capa Guard-cathode = 8.16pF
$L_{Pixel-Guard} = 100\mu m$	Capa pixel-guard = $0.92 \cdot 10^{-2}$ pF Capa pixel-cathode = 8.14pF Capa Guard-cathode = 8.14pF

Nous remarquerons que les valeurs des capacités diminuent légèrement avec la distance inter pixel-guard.

3.3.4 Injection de charges et mesure de diaphonie

3.3.4.1 Courant de fuite et phénomène de claquage

Lorsque nous mettons une tension de polarisation au niveau du cathode, il y a présence d'un champ qui se produit dans le Wafer. Ce champ augmente lorsqu'une particule touche le Wafer et quand il dépasse $5 \cdot 10^5$ V/cm, il provoque un courant surfacique (courant de fuite). Pour éviter le claquage, nous devons placer un guard ring afin de stopper ce courant surfacique, ce qui est le rôle principal du guard ring. (La Figure 3.26).

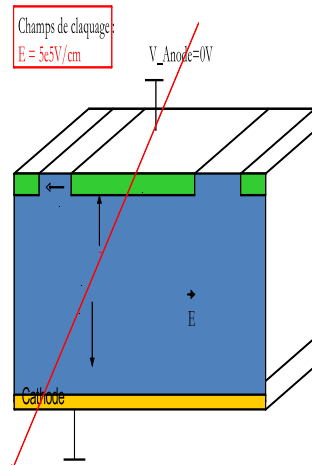


FIG. 3.26 – Structure simulée pour expliquer l'effet du claquage. Une particule traversant un Wafer qui contient un seul pixel et deux guard rings.

Pour résoudre le problème des événements carrés, nous devons étudier la principale hypothèse proposée. Lorsqu'une particule traverse le guard ring, elle génère des charges négatives (électrons) qui dérivent vers le cathode et des charges positives vers le guard ring. Par effet capacitif, les pixels périphériques proches du guard ring donnent un signal. Si cette hypothèse est confirmée, la bonne solution est de segmenter les guard rings pour stopper le déplacement des charges dans ce dernier.

L'étude de simulation suivante a pour but de valider cette hypothèse et par la suite simuler la réponse des pixels si le guard ring est segmenté.

J'ai pris comme structure, une coupure d'un morceau d'un tiers du capteur (6x2 pixel) en 3D, avec les caractéristiques suivantes :

- 12 pixels de $1\text{cm}/1\text{cm}/2\mu\text{m}$.
- 1 guard ring continu de $50\mu\text{m}/2\mu\text{m}$.
- Distance inter-Pixel = $50\mu\text{m}$.
- Dopages : 10^{20} atomes/ cm^2 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^2 pour les zones intrinsèques.
- Distance guard ring-pixel : $50\mu\text{m}$.
- Épaisseur Wafer : $500\mu\text{m}$.
- Tension de polarisation = 200 V. (La Figure 3.27).

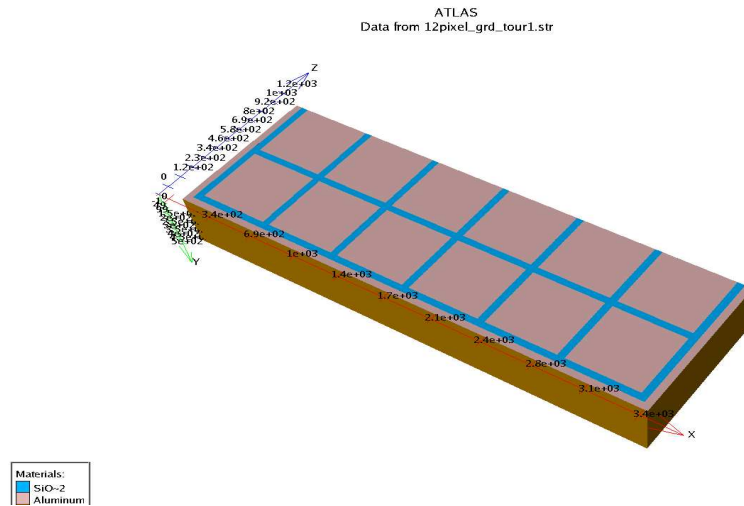


FIG. 3.27 – Structure simulée en 3D de 12 pixels et un guard ring continu (coupure d'un morceau d'un tiers du capteur réel) pour simuler l'injection des charges au niveau du guard ring.

J'injecte des charges au niveau de guard ring et je récupère le signal dans chaque pixel. La Figure(3.28) montre un schéma simplifié pour comprendre le sens de cette expérience :

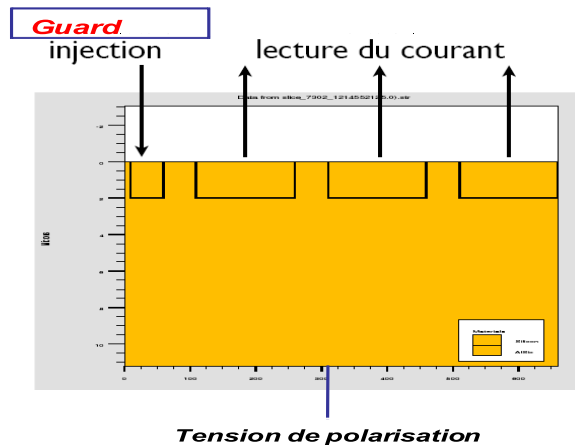


FIG. 3.28 – Structure simplifiée pour comprendre l'étude effectuée concernant l'injection des charges au niveau du guard ring.

Avec SILVACO, il existe deux méthodes pour injecter une charge dans le guard ring :

- Nous pouvons injecter directement un courant électrique en fonction du temps : $i = \frac{dQ}{dt}$.
- Ou encore relier le guard ring à une résistance et ainsi injecter de ce fait un courant en fonction du temps : $I(t) = [V(t) - V_{guard}]/R$, tel que $V_{guard} = 0V$.

Les Figures(3.29), (3.30) et(3.31) affichent les résultats obtenus :

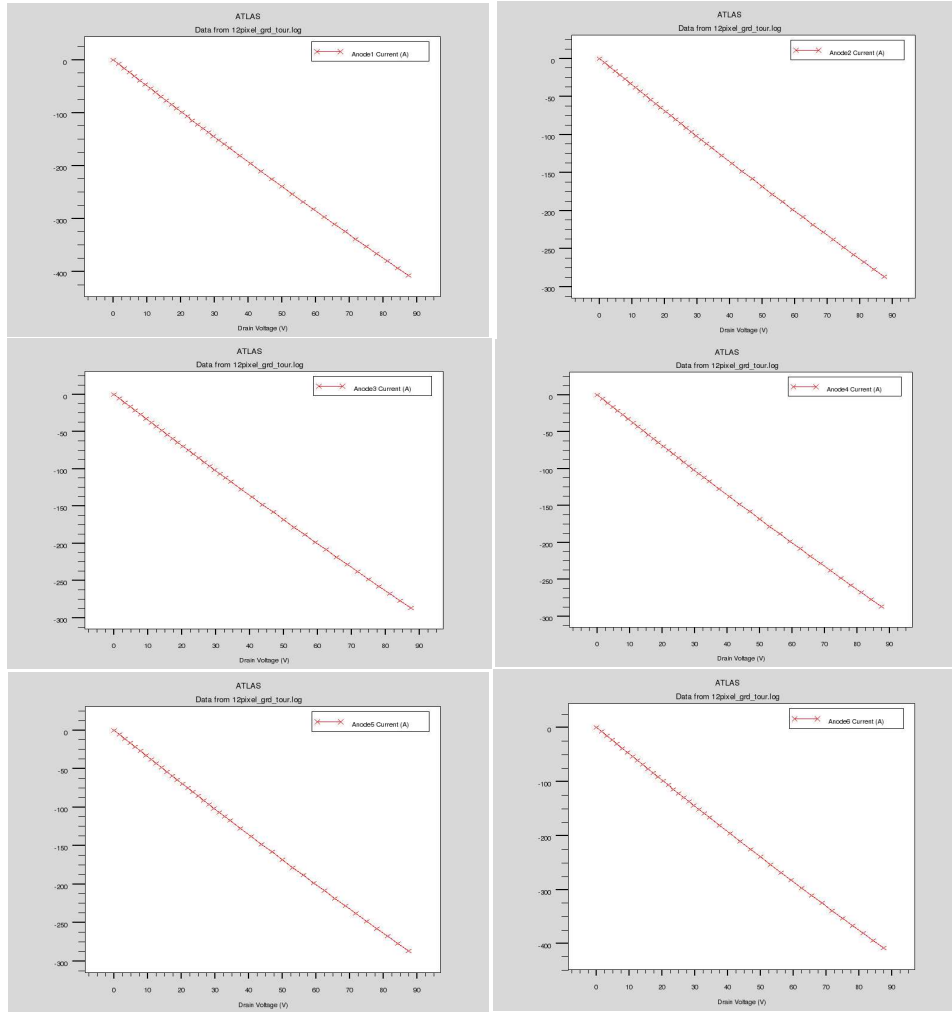


FIG. 3.29 – Les courbes du signal de courant récupéré dans les six premiers pixels en fonction de la tension injectée dans le guard ring.

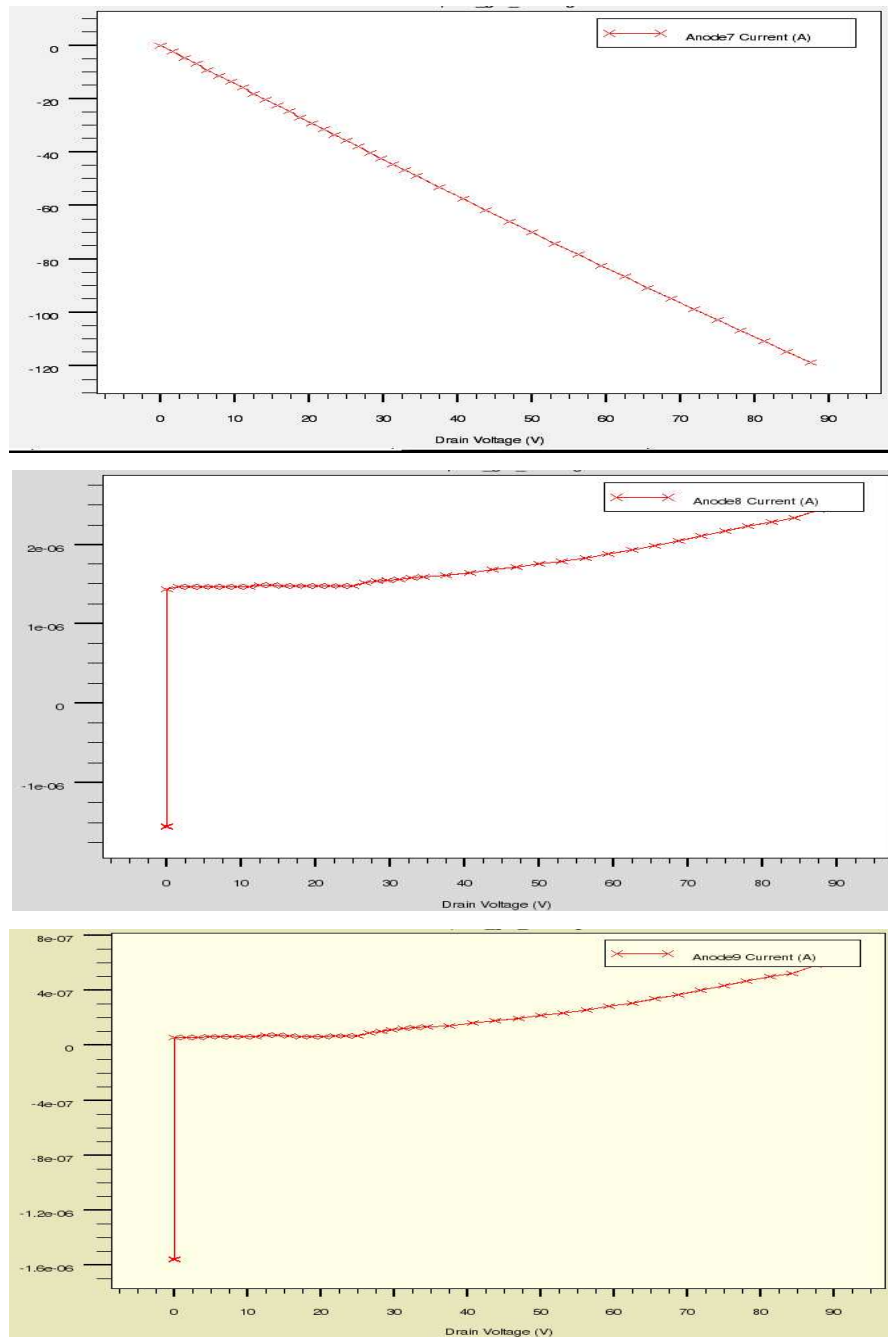


FIG. 3.30 – Les courbes du signal de courant récupéré des autres pixels en fonction de la tension injectée dans le guard ring.

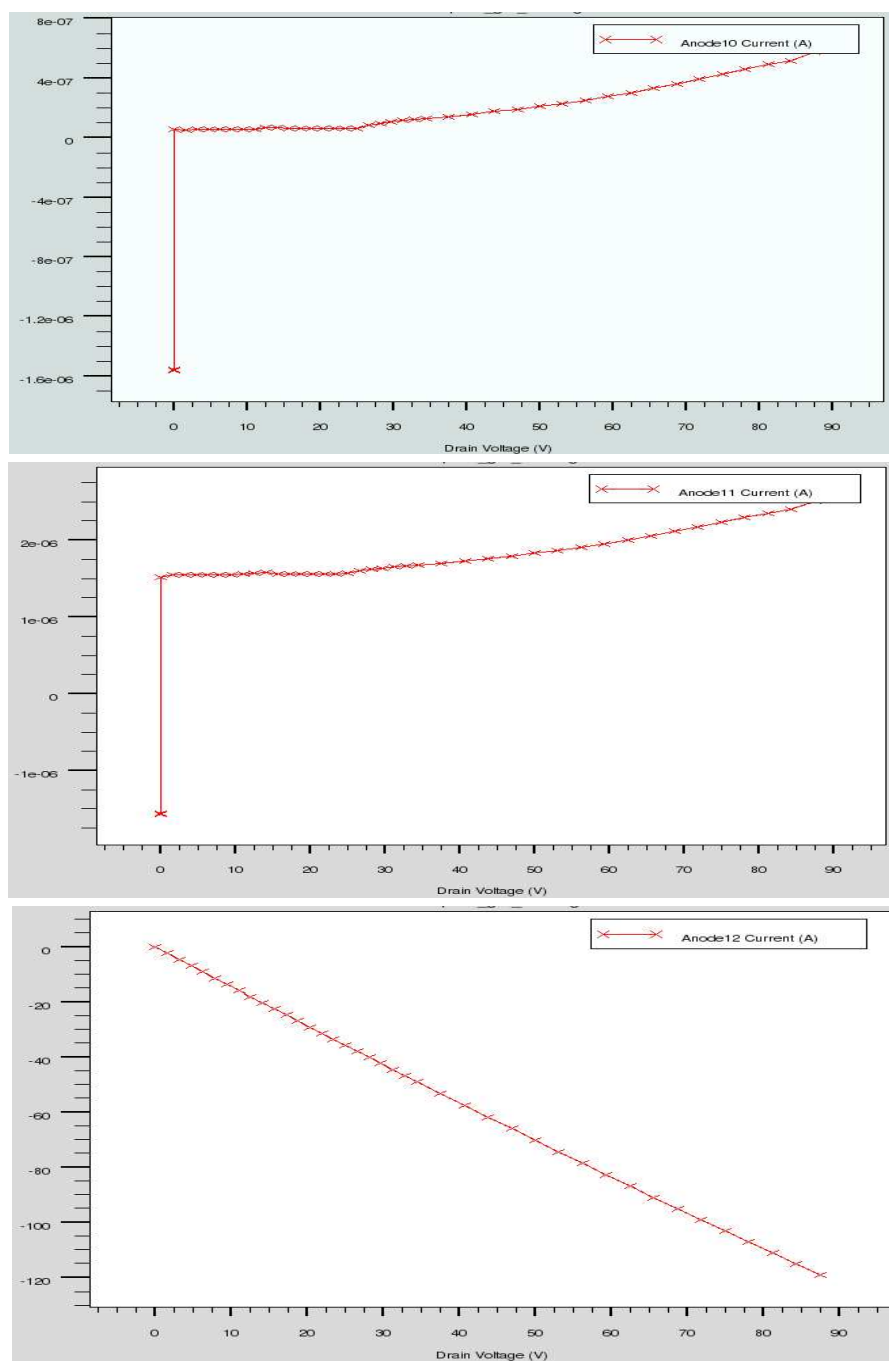


FIG. 3.31 – Les courbes du signal de courant récupéré des autres pixels en fonction de la tension injectée dans le guard ring.

On remarque que les pixels périphériques (1,3,4,5,6,8) donnent le même signal, par contre, les pixels 2 et 7 donnent un signal presque doublé. Ce facteur 2 est dû

au fait que ces deux pixels sont à l'angle du Wafer. Les pixels 9,10,11 et 12 ont un signal faible que nous pouvons négliger.

Si l'on effectue une comparaison entre ces résultats et ce que nous observons lors des événements carrés, on constate que dans les deux cas :

- Les pixels périphériques ont le même signal.
- Les pixels du coins de Wafer ont un signal presque doublé.
- Les pixels à l'intérieur de Wafer ont un signal faible.

Cette étude en simulation m'a mis sur la bonne piste pour confirmer cette hypothèse, mais je dois la confirmer par une étude réelle sur le banc test.

La Figure(3.32) représente un schéma d'une visualisation en 3D des résultats obtenus.

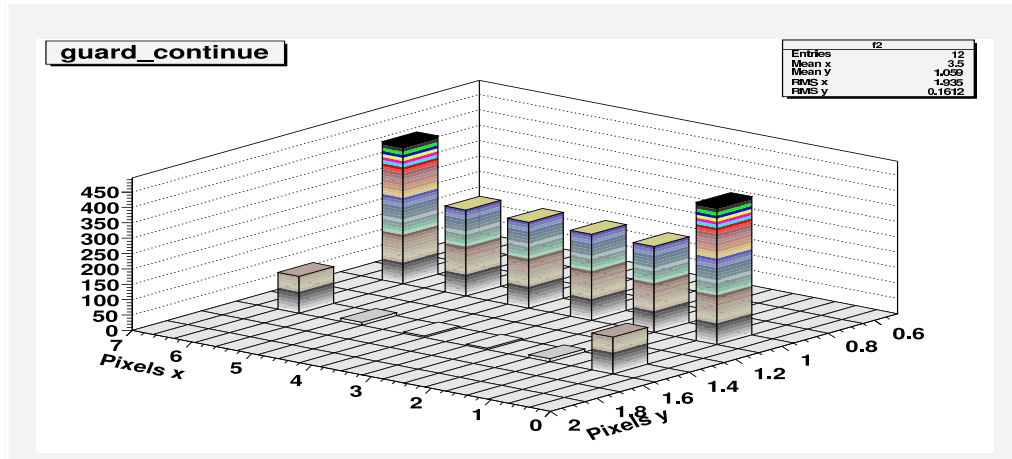


FIG. 3.32 – Schéma d'une visualisation en 3D des résultats obtenus. La hauteur des piliers présente la valeur du courant récupéré dans chaque pixel.

Par la suite, je procèderai à la même étude mais avec des guard rings segmentés afin d'effectuer une comparaison et conclure.

J'ai pris comme structure, une coupure d'un morceau d'un tiers du capteur (6x2 pixels) en 3D, avec les caractéristiques suivantes :

- 12 pixels de $1\text{cm}/1\text{cm}/2\mu\text{m}$,
- 1 guard ring segmenté de $50\mu\text{m}/50\mu\text{m}/2\mu\text{m}$,
- Distance inter-pixel = $50\mu\text{m}$,

- Dopages : 10^{20} atomes/ cm^2 pour les zones fortement dopées et 10^{12} atomes/ cm^2 pour les zones intrinsèques,
- Distance guard ring-pixel : $50\text{ }\mu m$,
- Distance inter-segments : $50\text{ }\mu m$,
- Épaisseur Wafer : $500\text{ }\mu m$,
- Tension de polarisation = 200 V. (La Figure(3.33)).

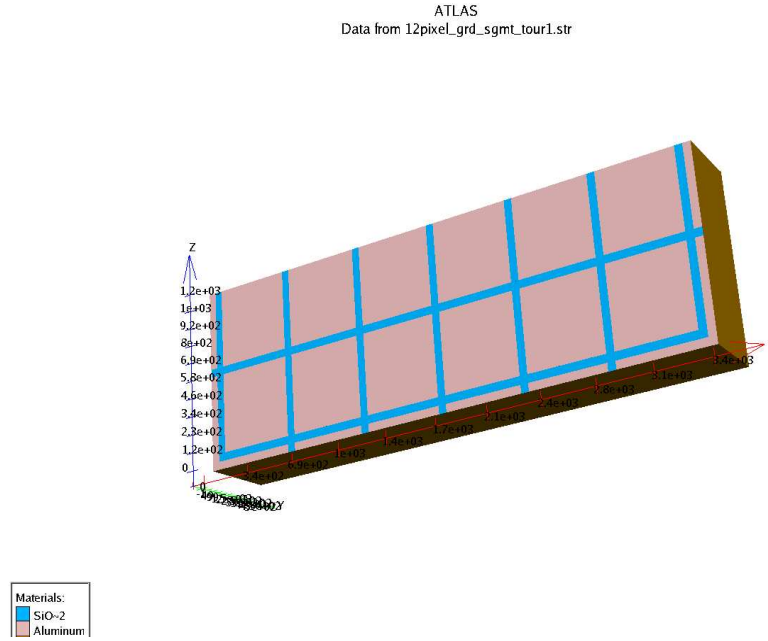


FIG. 3.33 – Structure en 3D de 12 pixels et un guard ring segmenté pour simuler l'injection des charges au niveau d'un segment.

J'injecte des charges au niveau d'un segment du guard ring et je récupère le signal de chaque pixel. Les Figure(3.34), (3.35),(3.36) et (3.37) représentent les résultats obtenus :

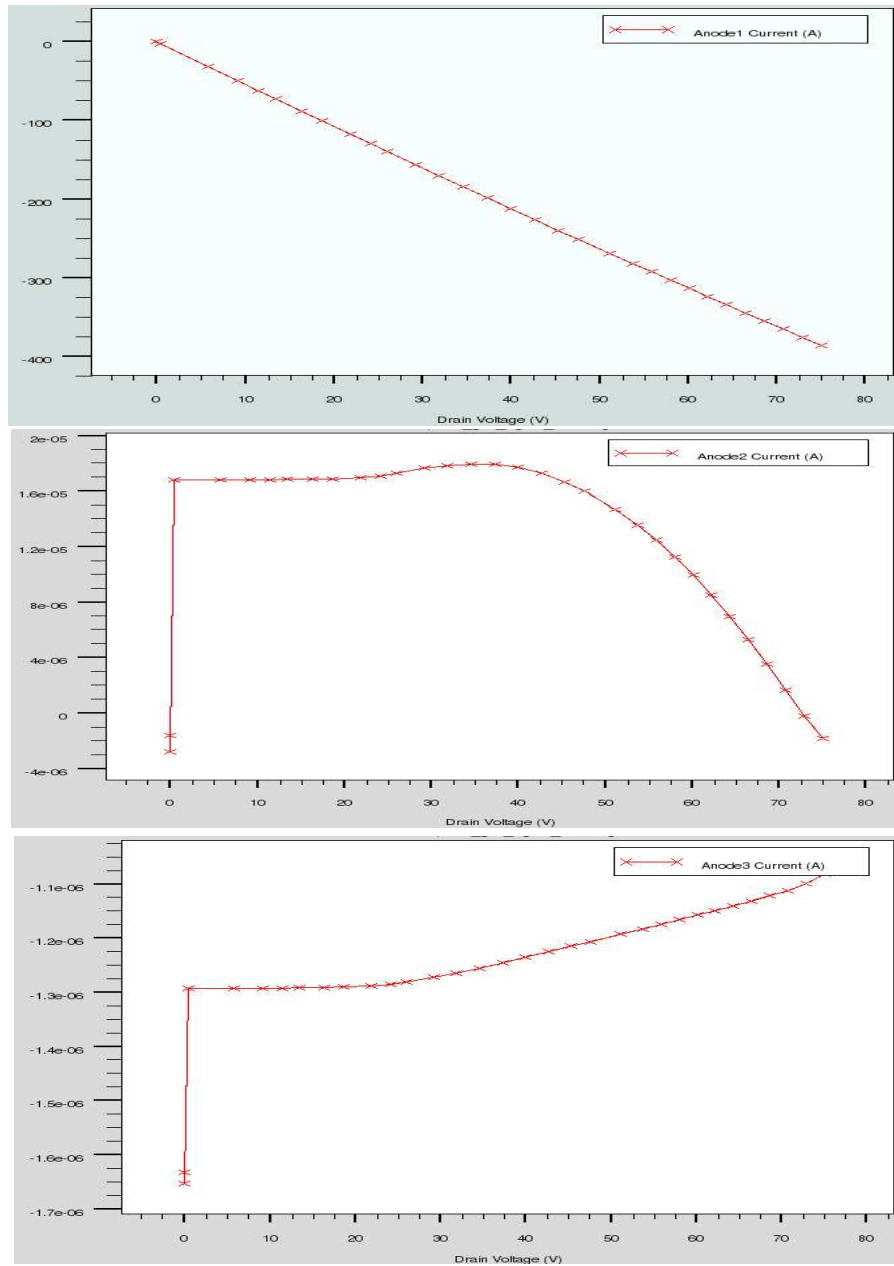


FIG. 3.34 – Les courbes du signal du courant récupéré de chaque pixel en fonction de la tension injectée dans un segment du guard ring.

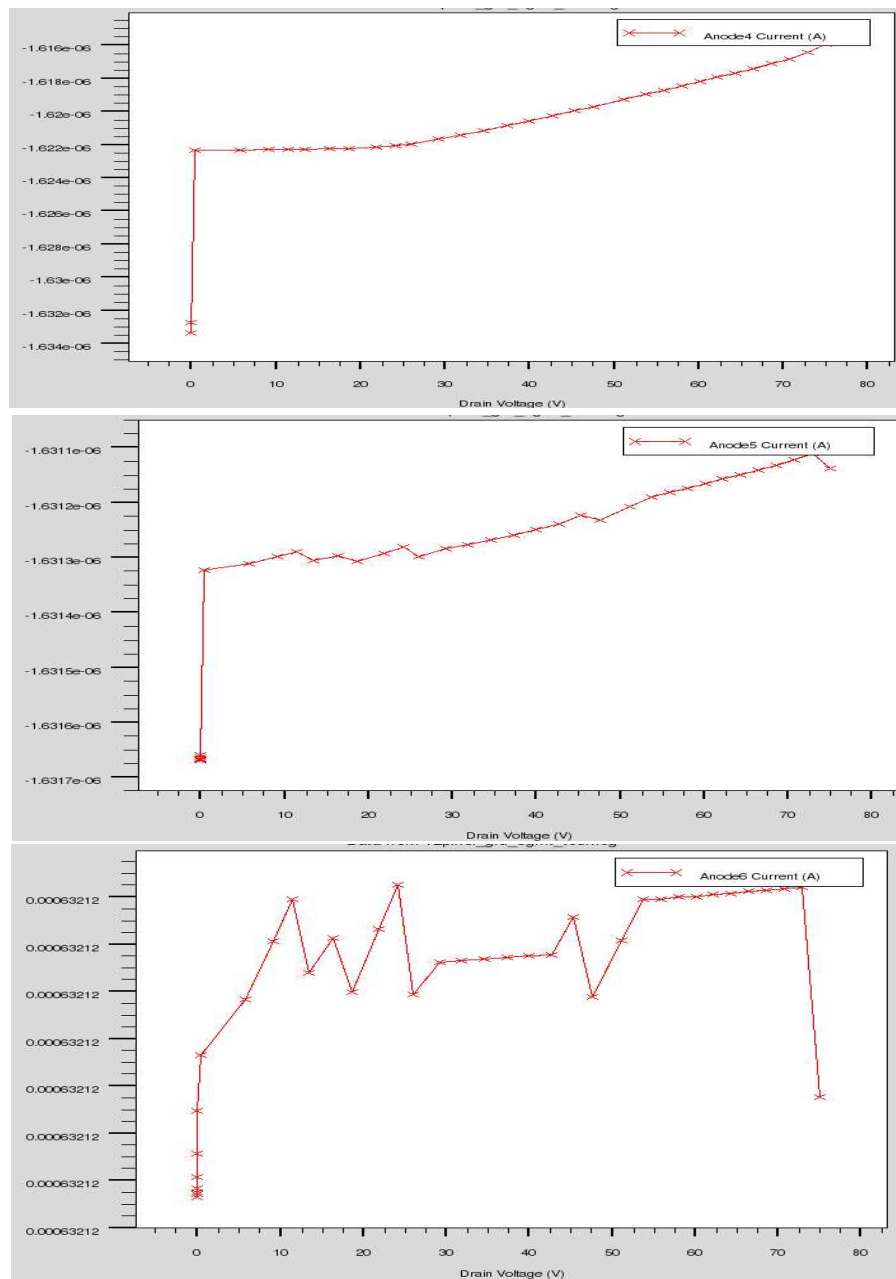


FIG. 3.35 – Les courbes du signal du courant récupéré de chaque pixel en fonction de la tension injectée dans un segment du guard ring.

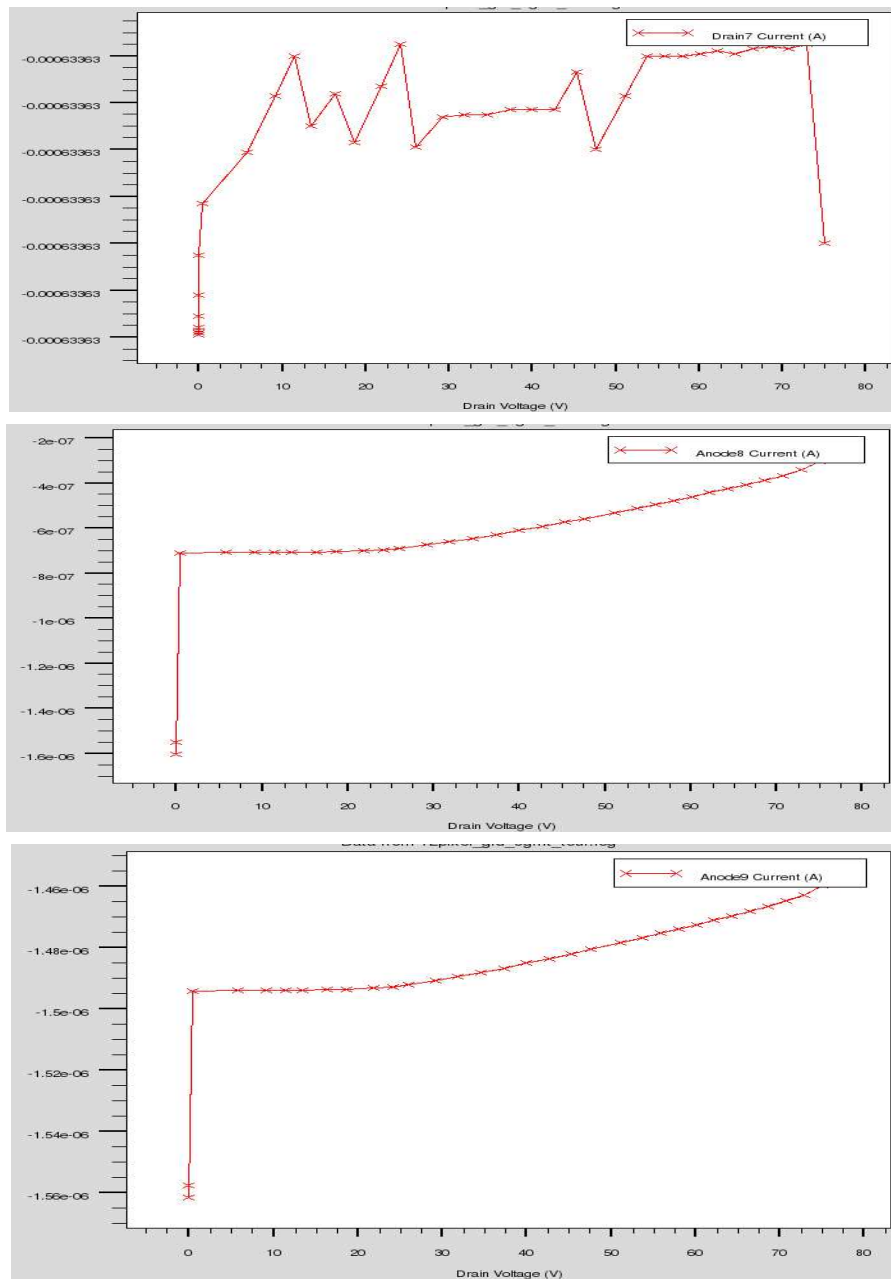


FIG. 3.36 – Les courbes du signal du courant récupéré de chaque pixel en fonction de la tension injectée dans un segment du guard ring.

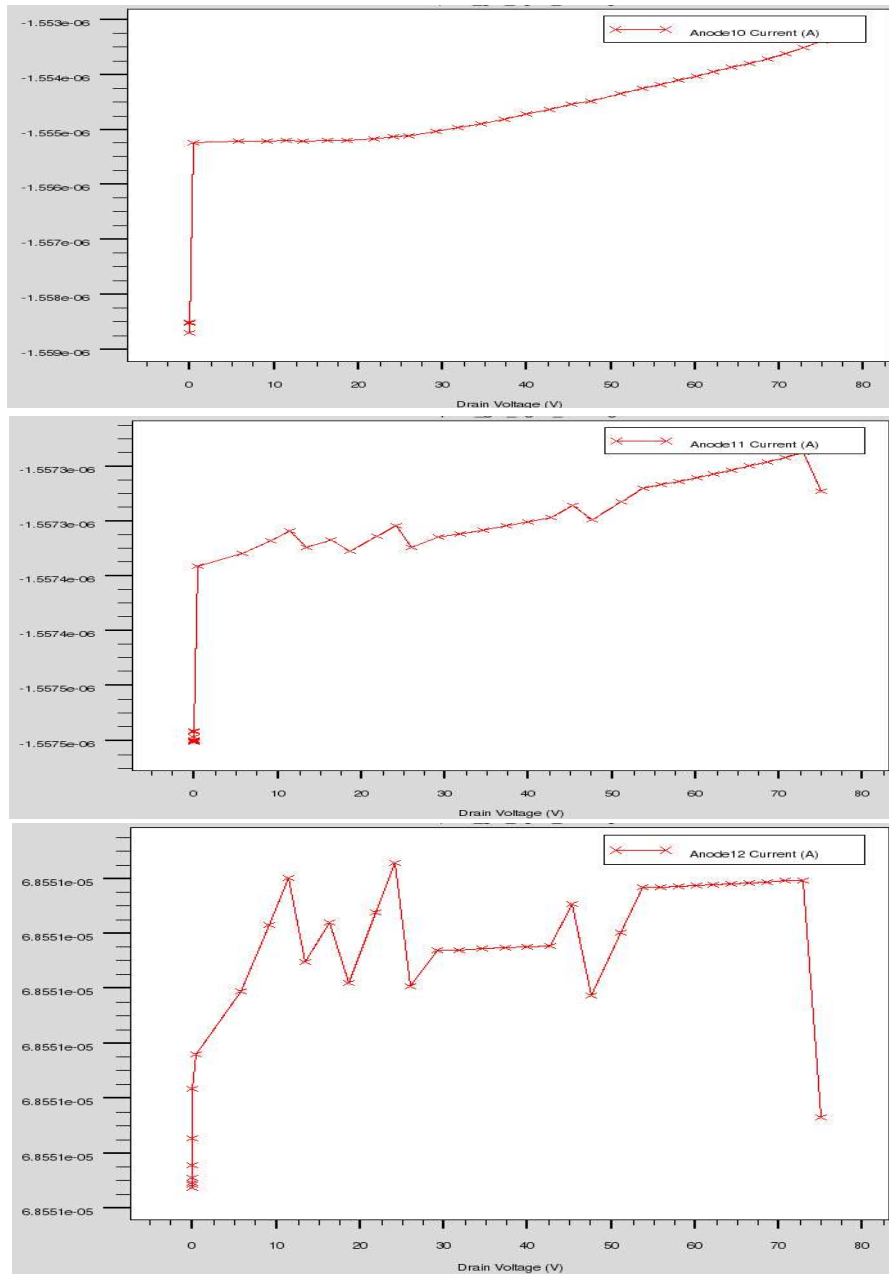


FIG. 3.37 – Les courbes du signal du courant récupéré de chaque pixel en fonction de la tension injectée dans un segment du guard ring.

On remarque que seul le pixel proche du segment a un signal important. Les pixels restants montrent des signaux faibles que nous pouvons négliger.

La Figure(3.38) représente une visualisation des résultats obtenus en 3D.

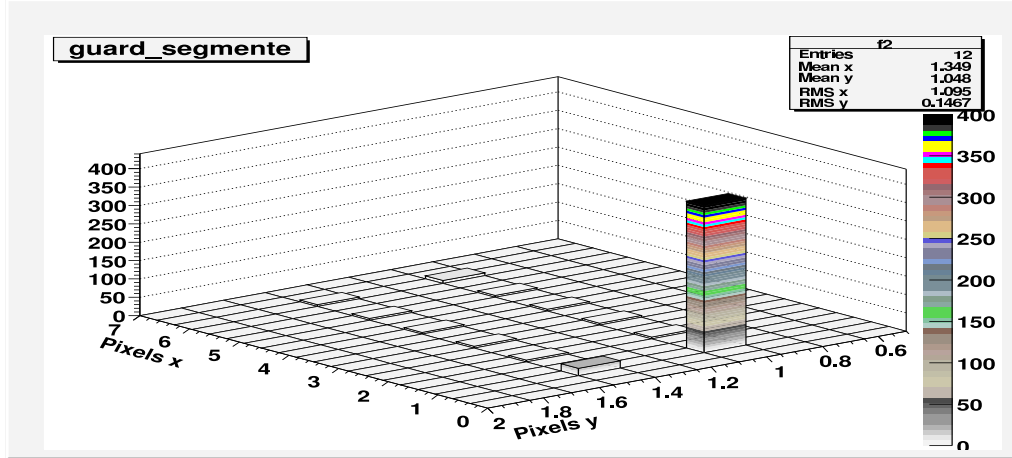


FIG. 3.38 – Schéma d’une visualisation en 3D des résultats obtenus. La hauteur du pilier présente la valeur du courant dans le pixel le plus proche du segment.

3.3.4.2 Analyse et conclusion

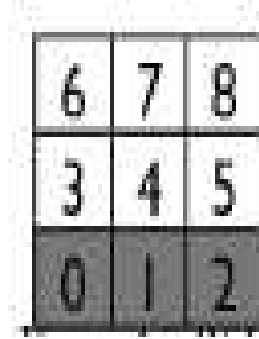
Cette étude par simulation qui ne requiert pas d’expérimentation, donc moins coûteuse en temps, m’a confirmé l’hypothèse de diaphonie, elle a prouvé que le problème des événements carrés est dû à un effet capacitif entre le guard ring et les pixels périphériques. Aussi elle m’a donné une idée de la solution du problème.

Dans la partie suivante, je décrirai l’expérience réelle, un banc de test pour étudier plusieurs genres de capteurs afin de tester réellement l’hypothèse précédente et trouver une option du guard ring qui réduirait voire supprimerait les événements carrés.

3.3.5 La distribution d’énergie de la diaphonie trouvée dans les données de faisceau test CALICE-ECAL

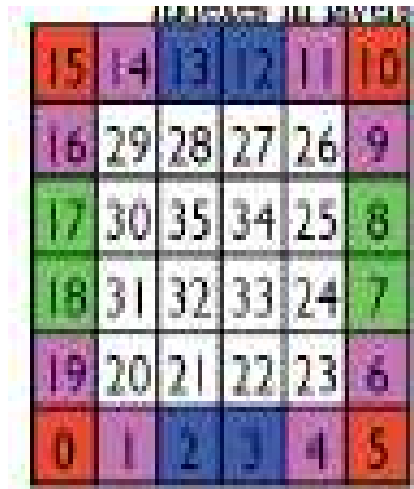
L’objectif de ce projet est d’étudier des événements carrés dans les Wafers du prototype ECAL dans CALICE testé depuis 2006. En cette première année, des expériences avec des faisceaux d’essai ont été mis en place au CERN et à DESY. En 2007, deux autres expériences de test ont été mis en place au CERN en Mai. En Juillet 2008, de nouvelles expériences ont eues lieu au FNAL.

Avant d'aller plus loin, les indices des capteurs et des Pads sont nécessaires pour m'aider à décrire la distribution d'énergie. Ces indices sont présentés dans les Figures(3.39) et (3.40) :



6	7	8
3	4	5
0	1	2

FIG. 3.39 – L'indice du Wafer dans la couche



15	14	13	12	11	10
16	29	28	27	26	9
17	30	35	34	25	8
18	31	32	33	24	7
19	20	21	22	23	6
0	1	2	3	4	5

FIG. 3.40 – L'indice du pad dans le Wafer.

Les capteurs ont été numérotés de nouveau, en commençant par 0 à l'angle gauche puis en incrémentant vers celui de droite. Il convient de noter que les Wafers 0, 1, 2 ne sont pas des zones actives au moment de l'essai de faisceau.

De même pour les Pads, puis en tournant dans le sens trigonométrique. Dans n'importe quel Wafer, le numéro du Pad 0 est celui situé en bas à gauche et leur

nombre s'accroît d'abord à droite puis vers le haut. Le Pad numéro 19 est juste au-dessus du Pad 0. Les Pads périphériques sont d'un intérêt particulier pour cette étude. Ils sont divisés en 4 populations :

- Les Pads des coins : Les quatre Pads dans les coins du Wafer sont 0, 5, 10, 15.
- Les Pads situés à coté des angles : Les huit Pads suivants ceux des quatre coins sont 1, 4, 6, 9, 11, 14, 16, 19.
- Les Pads du milieu en vertical : Les Pads du centre de chaque segment vertical sont 7, 8, 17, 18.
- Les Pads du milieu en horizontal : Les Pads du centre de chaque segment horizontal sont 2, 3, 12, 13.

Sur la Figure(3.41) on a affiché les deux principales configurations constatées en analysant les données du faisceau test. L'énergie déposée dans les Pads situés aux quatre coins est environ deux fois plus élevée que celles qui les suivent. D'autre part, celles déposées dans les Pads du milieu en vertical, sont environ 3 fois plus élevées que celles qui suivent les Pads des angles, ou alors la même quantité d'énergie que ces derniers. Idem pour les Pads du milieu en horizontal.

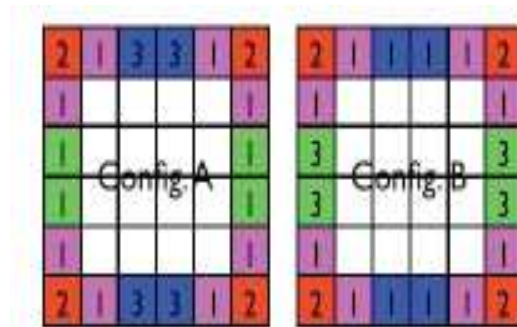


FIG. 3.41 – Les régimes de l'énergie principale déposée. Les numéros correspondant aux quantités d'énergie dans chaque Pad.

Les résultats obtenus pour tous les échantillons (données 2006 et 2007) prouvent que les configurations A et B décrivent comment la diaphonie est répartie entre les Pads périphériques.

Récemment, certains dépôts métalliques ont été constatés entre le Wafer et les guard rings. Ce qui est remarquable c'est qu'ils se trouvent à côté des Pads au centre uniquement et seulement pour les 2 côtés opposés des capteurs (La Figure3.42).

Les Wafers sont en effet asymétriques. La présence de ces zones métalliques sur les Wafers explique les précédents résultats.

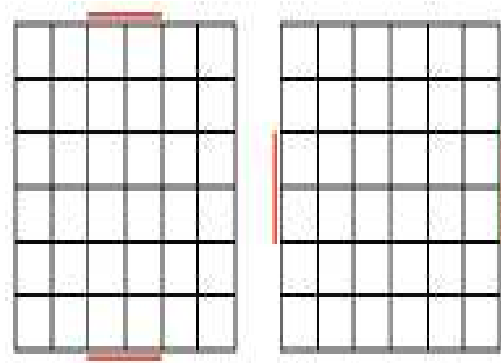


FIG. 3.42 – Les positions possibles des zones métalliques trouvées dans les Wafers du prototype.

Afin d'étudier l'influence de ces zones métalliques sur les distributions d'énergie via la diaphonie sur les bords des Wafers, une étude en simulation a été mise en place en utilisant le logiciel SILVACO.

Le Wafer entier serait l'objet d'études idéales. Cependant,

- 1) Certaines études préliminaires ont prouvé que, simuler un tel gros objet n'est pas nécessaire pour obtenir des résultats exploitables.
- 2) L'analyse d'une telle structure demande beaucoup de temps, alors que nous pouvons avoir les mêmes résultats en utilisant une structure simplifiée.
- 3) L'objectif de cette première étude est de vérifier le potentiel d'influence du dépôt métallique. C'est une étude qualitative. Cette étude permettra un gain de temps.

En harmonie avec ces motifs, seulement un côté du Wafer a été simulé. Six pixels sont entourés par un guard ring continu sur trois parmi les quatre arêtes. Les Figures(3.43) et (3.44) détaillent les structures. Sur l'axe X, un guard ring entoure les pixels. Le long de l'axe Z, aucun guard ring n'est mis sur la face arrière, parce que c'est là où une autre rangée de pixels devrait être si tout le Wafer est modélisé. Sur le recto, deux options sont possibles : soit je mets une zone métallique entre le guard ring et les pixels 3 et 4 (les Pads de milieu), soit je ne les mets pas.

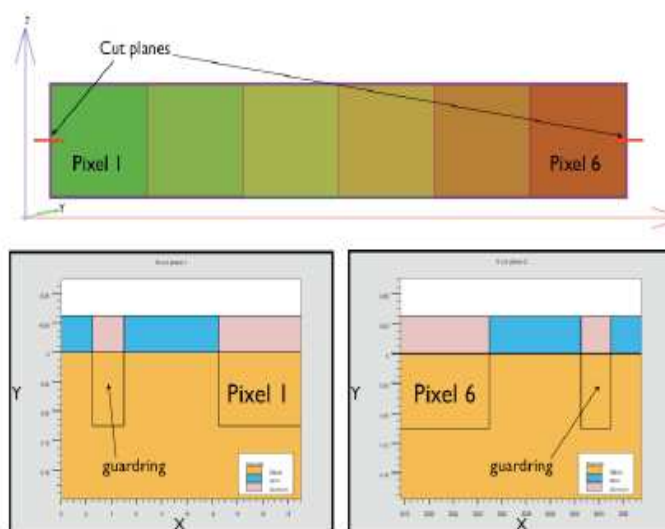


FIG. 3.43 – Les détails de bord suivant l'axe X.

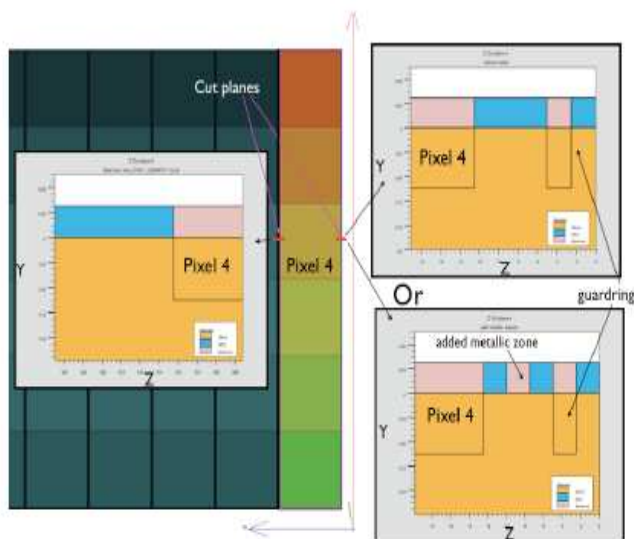


FIG. 3.44 – Les détails de bord suivant l'axe Z.

Pour résumer, deux structures représentées sur la Figure(3.45) ont été étudiées. Les deux sont faites de 6 pixels entourées sur trois côtés par un guard ring. La seule

différence est la présence ou l'absence d'une zone métallique à l'avant des Pads de milieu. La structure avec la zone métallique est appelée numéro 1, l'autre structure est appelée numéro 2.

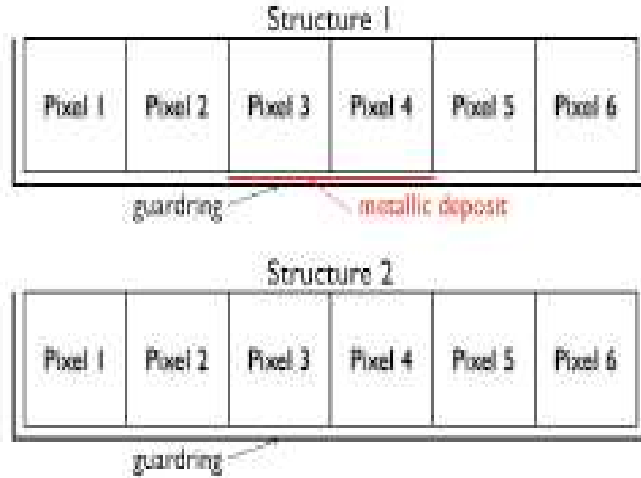


FIG. 3.45 – Le schéma des deux configurations étudiés .

Résultats :

Le phénomène des événements carrés est lié à la présence du guard ring dans le Wafer. Après les premières observations, il a été supposé que la diaphonie entre cette zone métallique et les Pads du bord du capteur est responsable de ces événements carrés. Depuis, de nombreuses études, théoriques ou expérimentales, ont donné des preuves renforçant cette hypothèse [19, 20, 21]. En utilisant les données du faisceau test, il a été démontré que la probabilité d'avoir un événement carré est plus élevé lorsque les particules touchent le guard ring le plus proche.

Une injection de courant dans le guard ring génère des courants dans les pixels. Pour la structure numéro 2, le courant augmente du 0 à 2 mA pendant 1 ns ainsi il reste à cette valeur pendant 1 ns. Pour la structure numéro 1, un premier courant est induit dans la zone métallique tandis qu'un autre est induit dans le guard ring. A partir de 0 mA, chaque courant atteint 1 mA à 1 ns puis reste à cette valeur pour les 3 ns (zone métallique) ou 1 ns (guard ring). Ils sont juste décalés dans le temps : l'injection sur le guard ring commence après 2 ns (le temps nécessaire pour l'injection sur la zone métallique).

Les Figures(3.46) et (3.47) affichent le courant en fonction du temps dans les six pixels pour les deux cas. Les numéros des pixels correspondent à ceux de la Figure(3.45). Les pixels peuvent être divisés en fonction de leurs populations de courant induit final. Dans les deux structures, les courants de pixels 1 et 6 sont élevés à environ 1.7 fois plus que ceux de pixels 2 et 5. Dans la structure numéro 1, les courants dans les pixels 3 et 4 sont élevés à environ 2.5 fois plus que ceux de pixels 2 et 5, ils sont aussi plus élevés que ceux de la structure 2.

En terme de Wafer, les pixels 1 et 6 correspondent aux Pads situés aux quatre angles, les pixels 2 et 5 sont à côté des Pads des coins et les pixels 3 et 4 correspondent aux Pads horizontaux ou verticaux du centre. Dans les données de test de faisceau, le poids relatif d'énergie déposée probable est : si la quantité d'énergie trouvée dans les Pads à coté des Pads des quatre coins est pris comme référence, la quantité d'énergie trouvée dans ces derniers se situe entre 1.5 et 2.2 fois plus, ainsi, la quantité d'énergie trouvée dans les Pads du centre se situe entre 2.8 et 3.9 fois plus que la référence.

Les dépôts d'énergie calculés avec cette simple simulation sont en accord avec ceux trouvés dans les faisceaux test. Bien sûr, toutes les distances, le dopage, les tailles ne sont pas parfaitement assortis. Certaines informations ne seront jamais connues parce qu'elles demeurent des secrets de fabrication.

Bien que les résultats numériques soient sensibles aux approximations effectuées, le comportement qualitatif ne le devrait pas. L'ajout d'une zone métallique entre les Pads de milieu et les guard rings ajoute une zone d'injection plus proche de ces Pads. La diaphonie totale trouvée dans ces pixels est plus élevée que prévu si l'on ne met pas ces zones métalliques (Figure3.47).

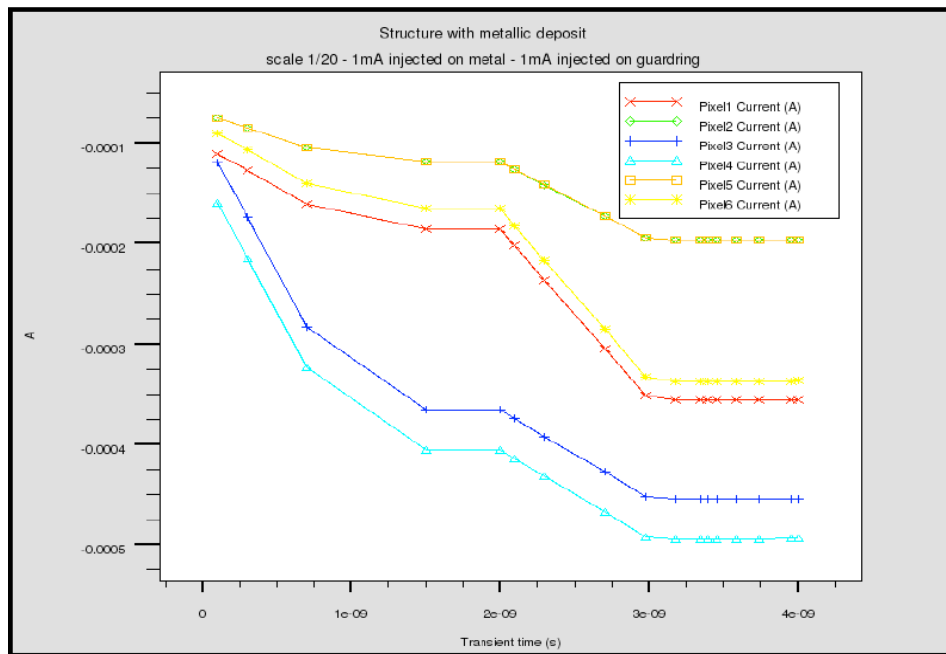


FIG. 3.46 – L'intensité de courant dans les pixels de la structure 1 .

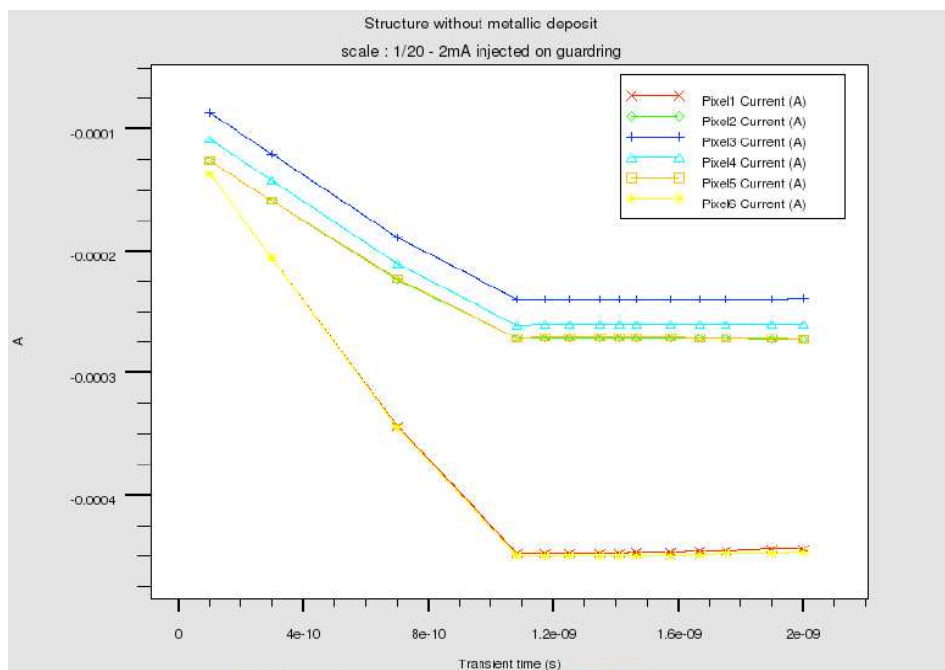


FIG. 3.47 – L'intensité de courant dans les pixels de la structure 2.

Conclusion :

En conclusion, cette étude confirme les résultats de la référence [19]. Deux configurations de dépôt d'énergie sur les côtés du Wafer ont été trouvés quand un évènement carré s'est produit dans les données de faisceau test en 2006 et 2007. Elles sont identiques sauf que l'une (B) est la rotation de 90° de l'autre (A). Les Wafers étaient censés être symétriques.

Plus récemment, des zones métalliques entre les Pads du centre et les guardrings ont été trouvées. Elles ont été ajoutées par le fournisseur des Wafers sur deux côtés opposés seulement. Par conséquent, les Wafers sont asymétriques.

Les simulations effectuées par SILVACO montrent que les zones métalliques sont responsables des dépôts d'énergie inattendus via la diaphonie trouvée dans les Pads du centre horizontaux ou verticaux. Les deux configurations A et B sont donc une seule et même configuration. L'illusion de la différence vient de la façon dont les Wafers sont collés dans le PCB.

Enfin, le phénomène des événements carrés est un pur effet de diaphonie. Il est causé par les zones métalliques ainsi que les guard rings continus autour des Wafers. Un guard ring segmenté avec aucune zone métallique devrait résoudre le problème comme nous avons pu voir dans les parties précédentes.

3.4 Le Banc de test

3.4.1 Introduction

La compréhension du phénomène des événements carrés est cruciale pour le développement du détecteur. La diaphonie entre les guard rings et les pixels les plus proches est soupçonnée de générer la forme carrée appelé "Les événements carrés".

Dans une première étape de mesure, certains modèles du Wafers ont été réalisés en Cu-Epoxy. Plusieurs topologies de guard rings sont alors mesurées pour un coût raisonnable.

Le but de ce projet de banc de test est de faire des études sur plusieurs modèles de capteurs. Le prototype du détecteur ECAL se compose de 30 couches de 3×2 de Wafers actifs, chacune contenant 6×6 Pads. Un guard ring a été mis autour de chacun de ces Wafers pour les protéger du claquage dû au courant de fuite. Les deux objectifs de ce projet sont :

- Valider l'hypothèse de diaphonie.

- Trouver une nouvelle conception de guard rings pour supprimer, ou au moins diminuer ce phénomène des événements carrés dans le Wafer.

3.4.2 Calibration du banc de test

Des maquettes de matrices de test réalisées en circuit imprimé (pistes de Cu sur substrat Epoxy) permettent de mesurer les couplages purement capacitifs entre guard ring et pixels et de tester d'avance cette hypothèse quant à l'origine des événements carrés.

La Figure suivante montre le schéma de l'expérience :

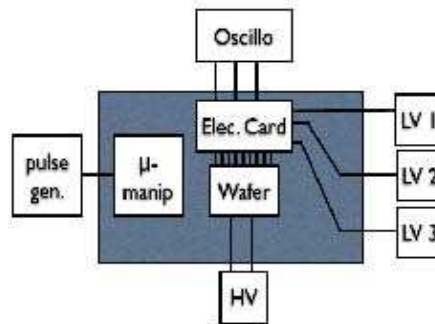


FIG. 3.48 – Le schéma standard du banc de test

La haute tension (HV) est utilisée pour polariser les détecteurs au silicium. Le signal d'entrée est généré par un générateur d'impulsions et il est injecté par l'intermédiaire d'un micro-manipulateur à une position choisie sur le capteur. Le signal de sortie est traité par une carte électronique alimentée par des alimentations basse tension. Ce signal est relié à l'oscilloscope.

3.4.2.1 La boîte noire

Les capteurs de silicium sont très sensibles à la lumière, c'est pour cette raison que nous devons enfermer l'expérience dans une boîte noire en métal (Figure 3.49).

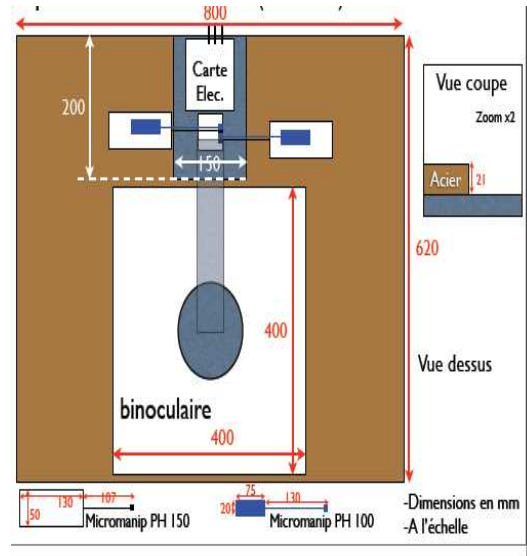


FIG. 3.49 – Le schéma de l'intérieur de la boîte noire.

Les règles suivantes doivent être respectées :

- Protection contre l'environnement lumineux : tous les appareils doivent être couverts dans la boîte noire.
- Protection électromagnétique : La boîte noire doit être soit en métal, soit recouverte d'une grille métallique.
- Protection contre les coups et les vibrations : l'ouverture ou la fermeture de cette dernière ne devrait pas provoquer de vibrations ou de mouvements des Wafers.
- Le confort du travailleur : Le stéréo-microscope devrait être à l'intérieur de la boîte noire à chaque moment de l'expérience.
- Les Connecteurs : Les liens entre la carte électronique et l'oscilloscope doivent être les plus courts possible. Un ou plusieurs patch-panel doivent être mis sur la boîte noire, y compris pour les HV.

En principe, tout le matériel doit être sur une plaque d'aluminium. L'objet étudié (Wafer) et la carte électronique seront fixés sur celle-ci. Le stéréo-microscope sera à l'arrière de la boîte, le micro-manipulateurs à gauche et à droite tandis que l'objet étudié juste en face du travailleur (Figure3.50).

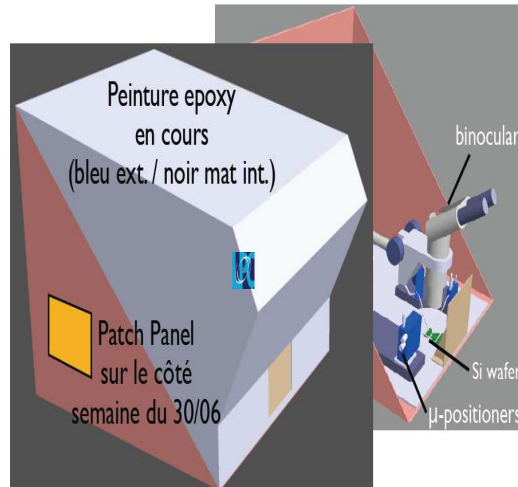


FIG. 3.50 – La boîte noire en 3D.

3.4.3 Etude sur les capteurs Cuivre-Epoxy

Introduction :

Avant d'étudier les Wafers eux-mêmes, nous allons dans un premier temps effectuer une étude préliminaire impliquant des matrices Cu-Epoxy. Ces matrices ont la géométrie des réels capteurs. Ce ne sont pas des dispositifs actifs qui peuvent être étudiés sans la boîte noire. La méthode de mesure développée ici doit être validée par l'étude de la pure diaphonie, cette étude devrait également être utilisée afin d'étalonner le banc de test pour l'étude de capteurs. Pour ce faire, ces matrices Cu-Epoxy sont produites selon quatre configurations différentes de guard rings :

- 1) 4 guard rings continus.
- 2) 4 guard rings segmentés de 1cm.
- 3) 4 guard rings segmentés de 3 mm.
- 4) 2 guard rings continus et 2 guard rings segmentés de 1cm.

Nous allons étudier les vrais capteurs après les matrices Cu-Epoxy en fonction des résultats de la validation de la méthode de mesure et de l'étalonnage du banc de test.

Premiers tests :

Le dispositif de base (Figure3.51) est constitué d'un générateur de pulses qui alimente un amplificateur opérationnel (AO) Trans-impédance via une capacité C_1 en série avec une résistance R_1 . Le retour est assuré par une capacité C_2 en parallèle

avec une résistance R_2 .

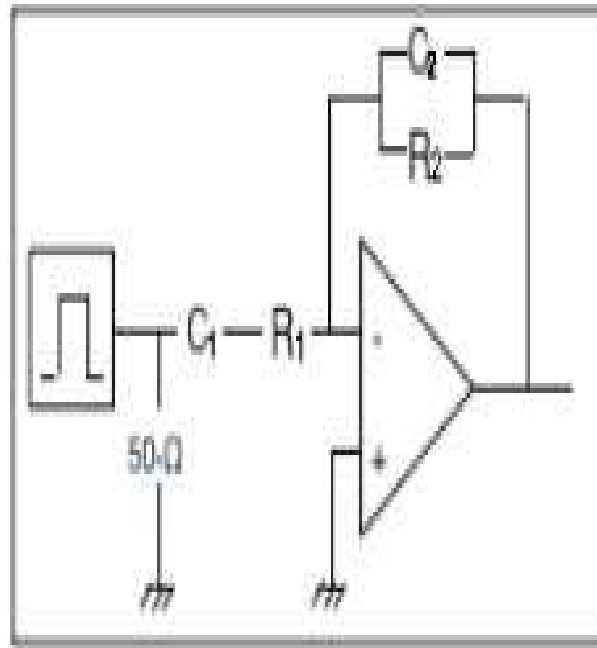


FIG. 3.51 – Schéma électronique du dispositif

L'efficacité de la carte dépend de sa capacité à amplifier le signal de diaphonie que l'on prévoit de l'ordre 1% du signal. Sur la Figure(3.52) la réponse de la carte à un pulse d'environ 12 ns et d'amplitude $V_e = 2.25$ V est visible pour deux ensembles de valeurs de (R_1, C_1, R_2, C_2) . Le gain est multiplié par 7 entre ces deux exemples de valeurs.

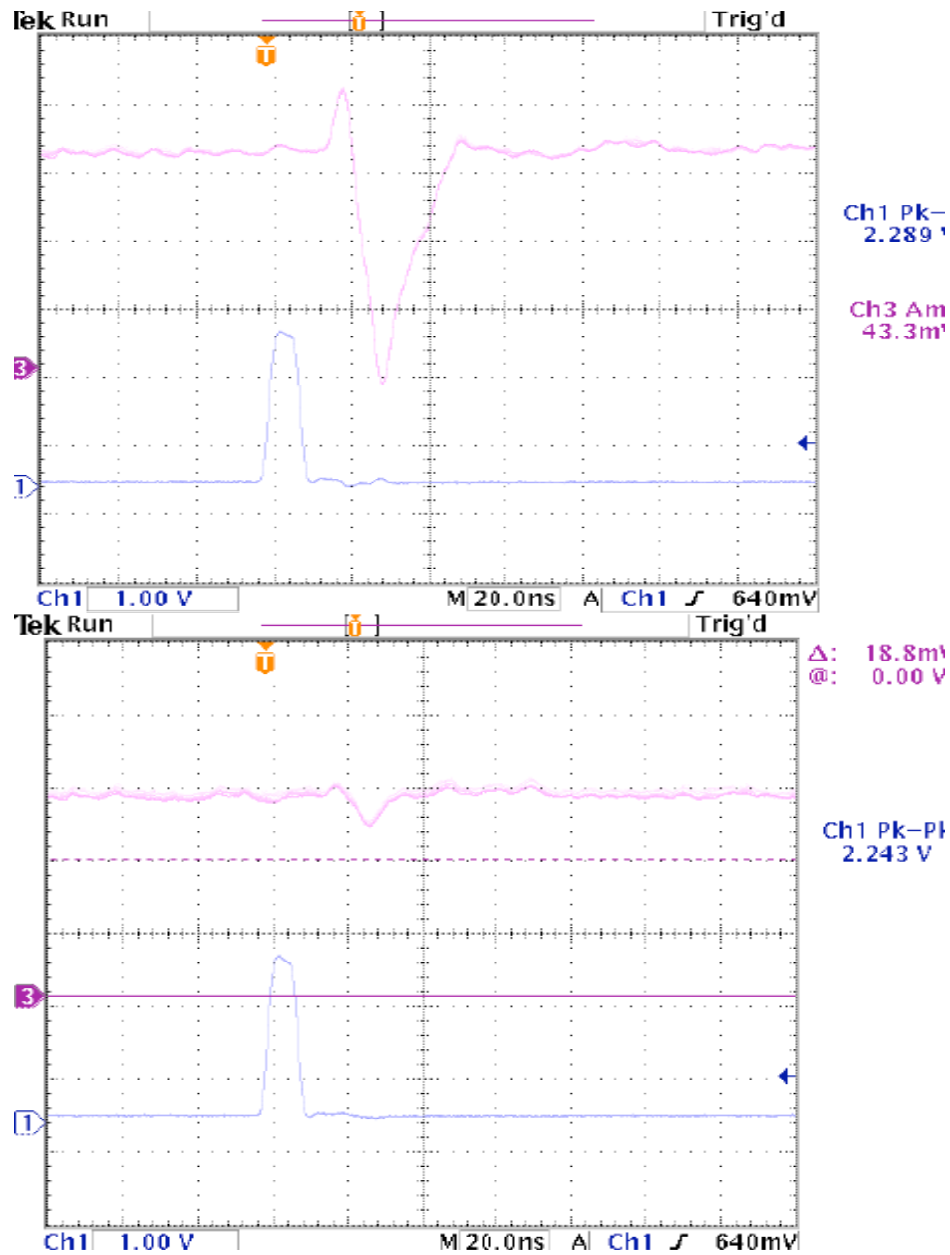


FIG. 3.52 – Observation du signal d'entrée (voie1) et de sortie (voie 3) à l'oscilloscope. $(R_1, C_1, R_2, C_2) = (0\Omega, 22 \text{ pF}, 10\text{k}\Omega, 22 \text{ pF})$ pour la Figure de haut et $(0\Omega, 100 \text{ pF}, 10\text{k}\Omega, 5 \text{ pF})$ pour celle du bas.

La Figure(3.53) montre la réponse de la carte pour deux fréquences du signal injecté. Le gain en sortie est dépendant de cette fréquence du signal d'entrée. Le

dispositif va être utilisé en mode impulsionnel. Cette dépendance du gain ne devrait donc pas influencer la campagne de mesure.

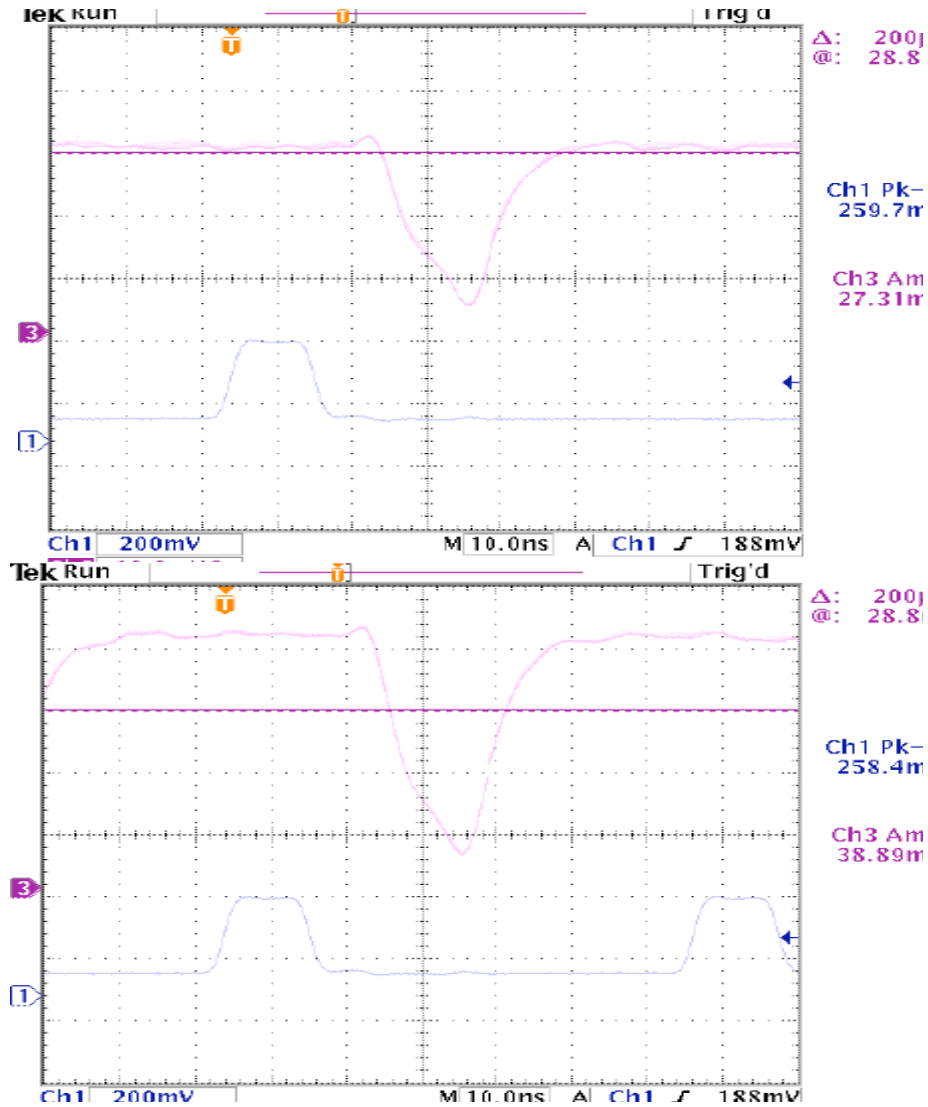


FIG. 3.53 – Observation du signal d'entrée (voie1) et de sortie (voie 3) à l'oscilloscope. $(R_1, C_1, R_2, C_2) = (0\Omega, 100 \text{ pF}, 10\text{k}\Omega, 5 \text{ pF})$ pour les deux Figures. La fréquence du signal d'entrée est beaucoup plus grande dans le cas du deuxième oscillogramme.

Test de mesures avec Cu-Epoxy :

Le dispositif utilisé est décrit sur la Figure(3.54) :

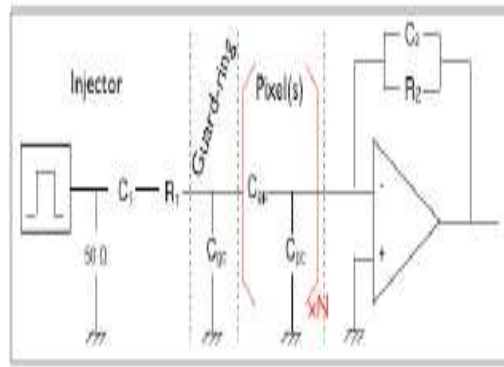


FIG. 3.54 – Schéma du dispositif générateur d'impulsion /Cu-Epoxy/ AO Trans-Impédance. Le nombre de pixels(N) dépend des positions d'injection (guard-ring) et de lecture(pixel).

Avec le set-up actuel, il est possible d'observer à l'oscilloscope la diaphonie entre le guard-ring et les pixels. Il ne s'agit toutefois que de mesures de test. Les conditions dans lesquelles elles ont été prises sont à optimiser. Le schéma(3.55) rend compte de la nomenclature utilisée ici pour repérer les pixels.

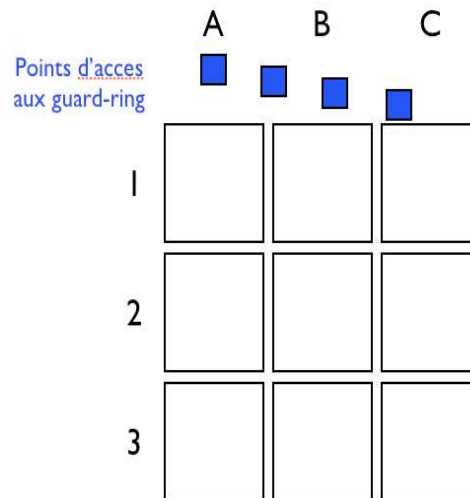


FIG. 3.55 – Nomenclature pour le repérage des pixels.

Nous commencerons d'abord par étudier la diaphonie avec un guard-ring seg-

menté de 1cm, pour ces mesures. L'amplitude du signal de sortie du générateur d'impulsion est de 2V.

La Figure(3.56) donne une amplitude du signal de sortie de la carte selon la bande passante du signal d'entrée ($f = 0.35/rt$, rt = temps de montée(rise-time)). La Figure de droite est un zoom de celle de gauche pour les basses fréquences. La réponse de la carte est, qualitativement, linéaire entre 200 kHz et 700 kHz.

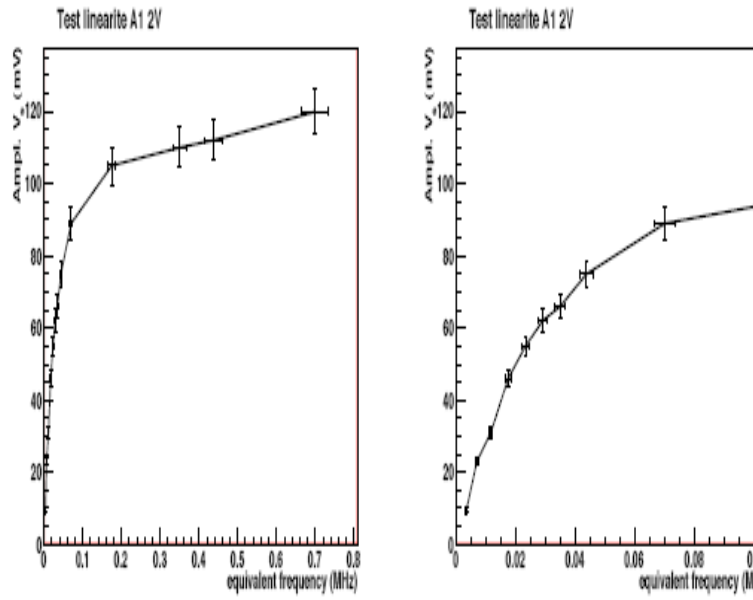


FIG. 3.56 – Amplitude du signal de sortie V_s en fonction de la fréquence du signal lorsque le signal est injecté sur un guard-ring (segmenté) proche de ce pixel. $(R_1, C_1, R_2, C_2) = (0 \Omega, 100 \text{ pF}, 1 \text{ M} \Omega, 10 \text{ pF})$.

Le Tableau(3.57) donne les valeurs de V_s observées pour le pixel A2 dans la même situation que le pixel A1. On observe bien un signal. Quant au pixel A3, le signal est visible mais trop faible pour être mesuré.

rt (us)	1	5	10
Ampl. V_s (mV)	12 ± 0.6	10.2 ± 0.5	9 ± 0.5

FIG. 3.57 – Amplitude du signal de sortie V_s en fonction de la fréquence du signal pour le pixel A2 lorsque le signal est injecté sur le guard-ring (segmenté) proche du pixel A1. $(R_1, C_1, R_2, C_2) = (0\Omega, 100 \text{ pF}, 1 \text{ M}\Omega, 10 \text{ pF})$

L'étape suivante est d'étudier la diaphonie avec un guard-ring continu. Le Tableau(3.58) donne les valeurs de V_s observées pour le pixel A1 placé dans la même situation que la maquette avec un guard-ring segmenté. On observe bien un signal mais la réponse de la carte n'est pas linéaire là où elle l'était dans le premier cas.

rt (us)	0.8	1	2	5	10
Ampl. V_s (mV)	25.4 ± 1.4	24.6 ± 1.0	22.8 ± 0.8	19.3 ± 1.1	15 ± 1.5

FIG. 3.58 – Amplitude du signal de sortie V_s en fonction de la fréquence du signal pour le pixel A1 lorsque le signal est injecté sur le guard-ring (continu) proche de ce pixel $(R_1, C_1, R_2, C_2) = (0\Omega, 100 \text{ pF}, 1 \text{ M}\Omega, 10 \text{ pF})$.

Contrairement à la maquette segmentée, on observe la présence du signal pour les pixels A2 et A3 dans la maquette avec un guard-ring continu. Pour un temps de montée rt de $1\mu\text{s}$, on trouve V_s (A2) = 12.3 ± 0.8 et V_s (A3) = 17.6 ± 1.8 . Qualitativement, les signaux sont visibles.

Le modèle du capteur et de la diaphonie :

Du point de vue de la diaphonie, le capteur peut être considéré comme un réseau de capacités. Ce réseau est défini par la structure interne du capteur et sa géométrie. Le capteur est composé d'une matrice de pixels carrés entouré de quelques guard rings. On suppose que les événements carrés se produisent lorsque

le signal est induit sur le guard ring, puis se propage aux pixels près du guard ring.

L'idée à tester est que les guard rings peuvent être modélisés comme des lignes concentriques, soit continues, soit segmentées. La topologie de la ligne segmentée vise à limiter la propagation du signal du guard rings vers les pixels périphériques dans le capteur. Dans cette topologie, les capacités internes qui produisent la diaphonie sont mises en série et sont donc divisées. Cette hypothèse peut être testée, sans avoir besoin de fabriquer de réels capteurs, à l'aide de petites cartes de circuit imprimé où sont réalisés des guard rings segmentés et des pixels.

Afin d'évaluer les niveaux de pure diaphonie, un modèle de capteur de Cu-Epoxy à été conçu comme le montre la Figure(3.59)

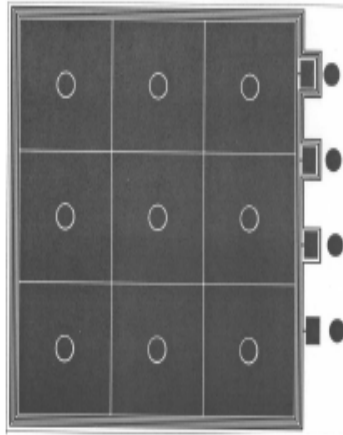


FIG. 3.59 – Modèle d'un capteur en Cu-Epoxy contient 3x3 pixels et 4 guard rings continus.

La différence majeure avec un capteur en silicium, du point de vue de la diaphonie, est l'échelle géométrique, en raison de la limite de la technologie actuelle concernant la fabrication du PCB. Les capacités internes du modèle de Cu-Epoxy peuvent être évaluées grâce au modèle analytique au premier ordre de ces dernières. Quatre modèles ont été conçus :

- 4 guard rings continus.
- 4 guard rings segmentés de 1 cm.
- 4 guard rings segmentés de 3 mm.
- 2 guard rings segmentés de 1 cm et 2 guard rings externes continus.

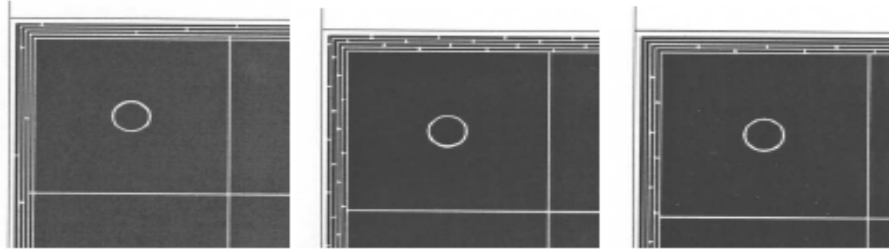


FIG. 3.60 – Une coupure d'un morceau de maquette en Cu-Epoxy (3x3 pixels) avec des guard rings segmentés de différentes tailles de segments.

Conclusion sur les CU-Epoxy :

Lors d'une injection de charges au niveau du guard ring, j'ai récupéré le signal du pixel le plus proche du point d'injection en fonction de la fréquence. j'ai de nouveau effectué la même étude avec les quatre types de guard rings. La Figure(3.61) montre les résultats obtenus :

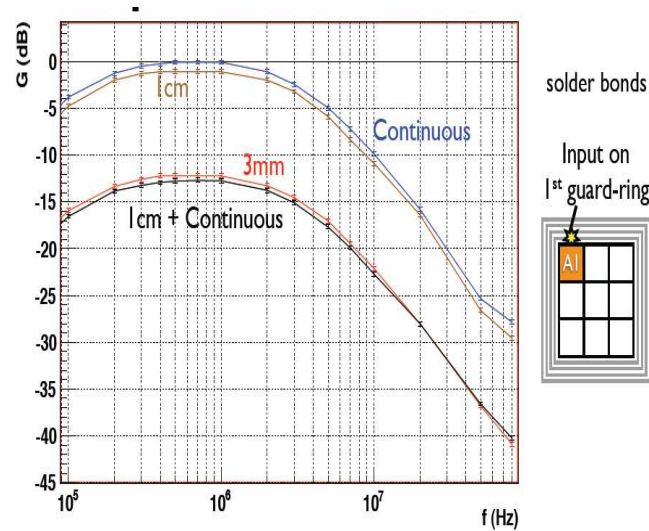


FIG. 3.61 – les mesures sur le modèle Cu-Epoxy dans le 1^{er} pixel.

On constate que les valeurs récupérées du pixel A1 lorsqu'on injecte des charges

au niveau d'un guard ring continu ou segmenté d'un 1 cm sont presque identiques (0 dB pour une fréquence de 10^6 Hz) et plus importantes que celles d'un guard ring segmenté de 3mm ou 1cm + continu.

J'ai effectué par la suite la même étude mais cette fois en récupérant le signal du 2nd pixel. Le graphique(3.62) représente les résultats obtenus :

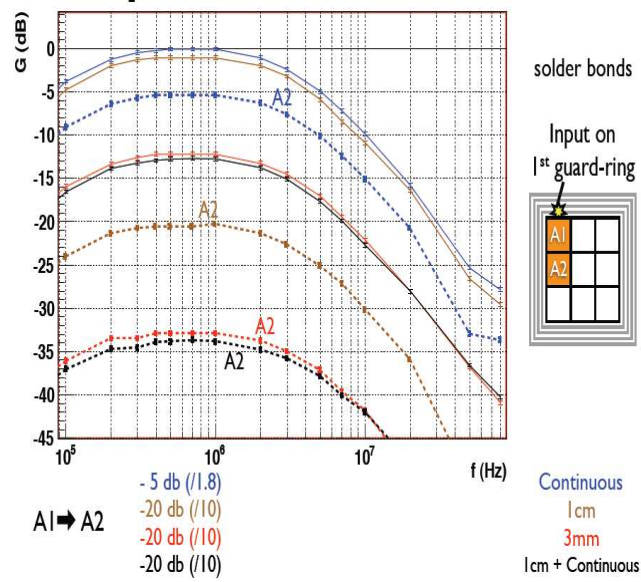


FIG. 3.62 – Les mesures sur le modèle Cu-Epoxy dans le 2nd pixel.

Ce graphique présente les résultats récupérés du pixels A1 et A2 afin d'effectuer une comparaison entre les deux.

On remarque que le signal récupéré du pixel A2 lorsqu'on injecte des charges au niveau d'un guard ring continu reste presque le même, par contre la valeur du signal a diminué pour le guard ring segmenté de 1 cm (de 0 à -20 dB). Idem pour les guard rings segmentés de 1cm + continus, on voit que les valeurs diminuent de -12 à -35 dB pour une fréquence de 1Mz.

Enfin, j'ai effectué la même étude mais cette fois en récupérant le signal du 3^{eme} pixel. La Figure(3.63) détaille les résultats obtenus :

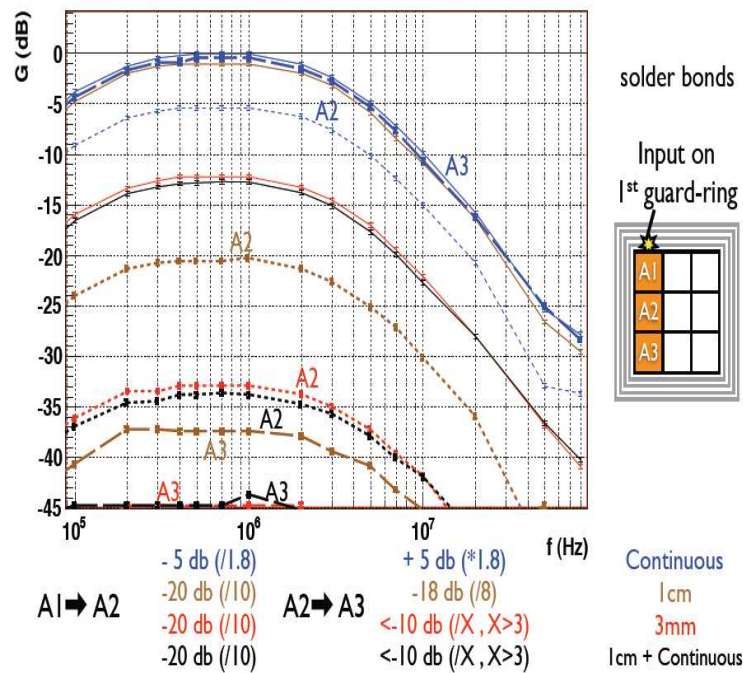


FIG. 3.63 – Les mesures sur le modèle Cu-Epoxy dans le 3^{eme} pixel.

Ce schéma montre la différence entre les résultats récupérés du 3 pixels. On remarque que le signal récupéré du pixel A3 en injectant des charges au niveau du guard ring continu ne change pas, par contre on peut constater une très grande diminution concernant les signaux récupérés lors d'une injection au niveau des guard rings segmentés de 1cm et 1cm + continus.

Afin d'effectuer une comparaison globale, ce schéma en 3D nous donne les différents résultats correspondant à chaque type de guard ring en procédant à des études sur tous les pixels (pour une fréquence de 400 kHz) :

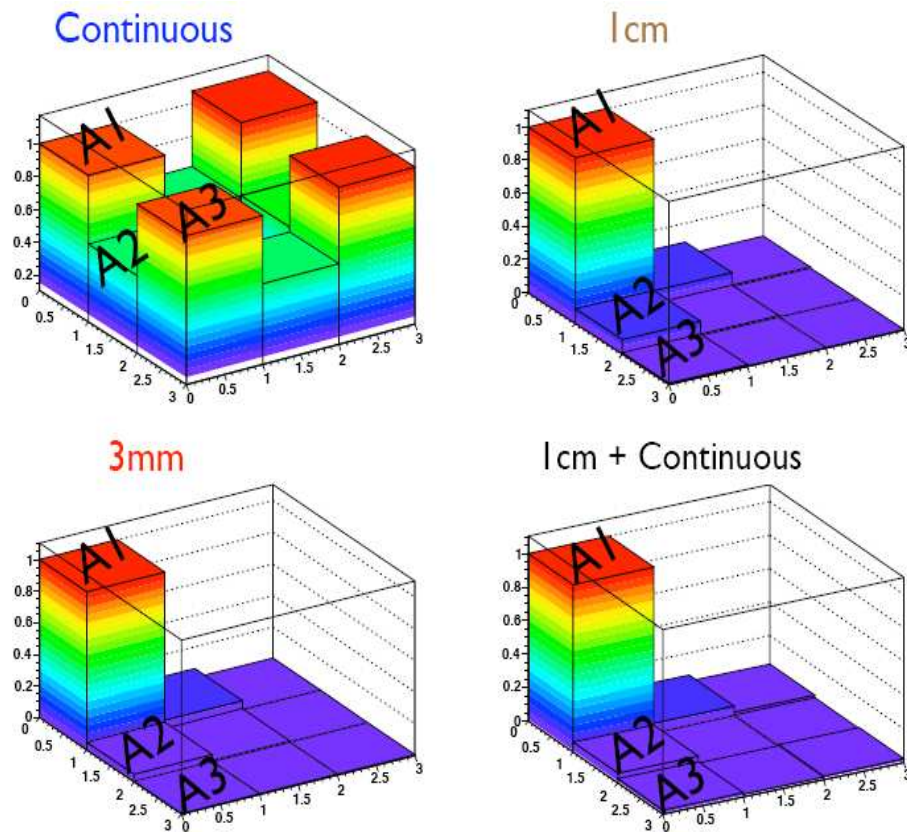


FIG. 3.64 – Schéma en 3D présente les différents résultats pour quatre guard rings différents.

On remarque que :

- Pour tous les types de guard rings, le signal récupéré du pixel le plus proche du point d'injection est presque le même.
- Concernant le capteur ayant un guard ring continu, on remarque que les pixels situés aux proximités ont un signal doublé comparé aux autres pixels.
- Pour ce qui est des capteurs ayant des guard rings segmentés, seul le pixel le plus proche du point d'injection possède un signal important.
- Le capteur avec des guard rings segmentés 3mm est le meilleur modèle pour résoudre le problème des événements carrés.

La dernière étude sur les capteurs Cu-Epoxy, consiste à comparer l'effet de diaphonie en injectant des charges sur les quatre différents guard rings. Le Schéma(3.65) montre les résultats obtenus pour les 4 types de capteurs :

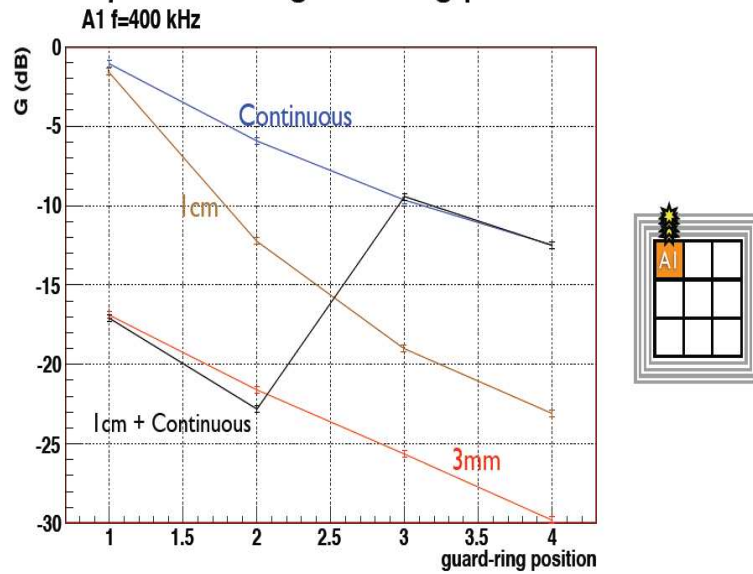


FIG. 3.65 – L'impact de la position du guard ring.

En conclusion générale, on peut dire que :

- Avec des guard rings formés de segments de 3mm, la diaphonie est la plus basse et lorsque ces derniers sont segmentés, il n'y a plus de diaphonie.

Ainsi, la méthode de mesure a été validée et le banc de test calibré.

3.4.4 Mesures sur des capteurs réels

Dans leur version 2006, les capteurs du prototype ECAL sont réalisés à partir d'un substrat de Silicium haute résistivité (500 kOhm.cm) en Wafer 4 pouces d'épaisseur 525 μm sur lequel est implanté une matrice de 6x6 diodes PIN (1cm x 1cm environ).

Des prototypes ont été ou peuvent être conçus par 5 fabricants :

- OnSemi/ Pavel Freundlich (République Tchèque).
- Russie.
- Corée du sud.
- Brésil.
- Hammamatsu (Japon).

Pour l'instant seul OnSemi délivre des capteurs utilisables (breakdown voltage,

passivation pour compatibilité avec la colle), cependant, le rendement n'est que de 20% environ.

Dans leur version 2008 les capteurs seront réalisés à partir de Wafer 6 pouces (évolution des lignes de fabrication). Ainsi, la granularité sera augmentée : pixels de 5mm x 5 mm et des matrices de 18 x 18, tandis que l'épaisseur diminuée à 300 μm .

Les matrices "spécial test" ont été réalisées selon les procédés 2006 mais avec 3x3 pixels seulement. Cela permet de rester incrémental afin d'étudier le problème tout en optimisant les coûts de fabrications.

3.4.4.1 Etudes et solutions

Nous proposerons d'adopter des guard rings segmentés (Figure 3.66). L'idée est de couper le courant, ou faire un obstacle pour arrêter le transfert des charges autour du guard ring, ainsi il aura moins d'influence sur l'ensemble des Pixels. D'autre part, nous étudierons l'influence de certains paramètres comme L_t (Longueur de segment de guard ring), et l_g (Distance inter-segment de guard ring) sur ce phénomène.

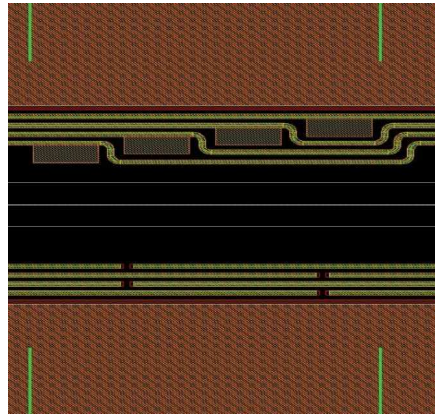


FIG. 3.66 – Partie d'un Wafer OnSemi avec des guard rings segmentés

3.4.4.2 Etude sur les capteurs OnSemi

Les Wafers OnSemi comportent 4 matrices de 3x3 pixels, la taille de chaque pixel est de 1x1 cm^2 . Ces Wafers ont été effectués sur commande par l'entreprise OnSemi et la conception a été faite par le LLR .

La Figure(3.67) montre une image de quatre Wafers OnSemi :

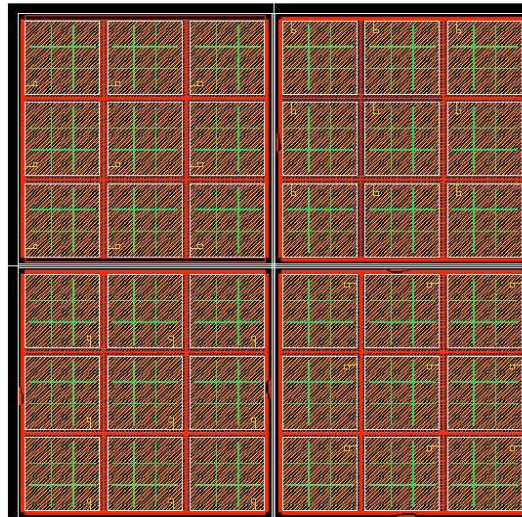


FIG. 3.67 – Image de quatre Wafers OnSemi. Chaque Wafer contient 3x3 pixels et quatre guard rings.

Chaque Wafer est entouré par quatre guard rings, ainsi, 4 options se présentent :

- 4 guard rings continus.
- 4 guard rings segmentés 1 cm.
- 4 guard rings segmentés 3 mm.
- 2 guard rings continus et 2 guard rings segmentés 1cm.

• **Les mesures**

L'expérience consiste à injecter des charges au niveau du guard ring, récupérer le signal de chaque pixel et analyser les résultats obtenus.

Les deux Figures(3.68) et (3.69) montrent des photos du banc de test.

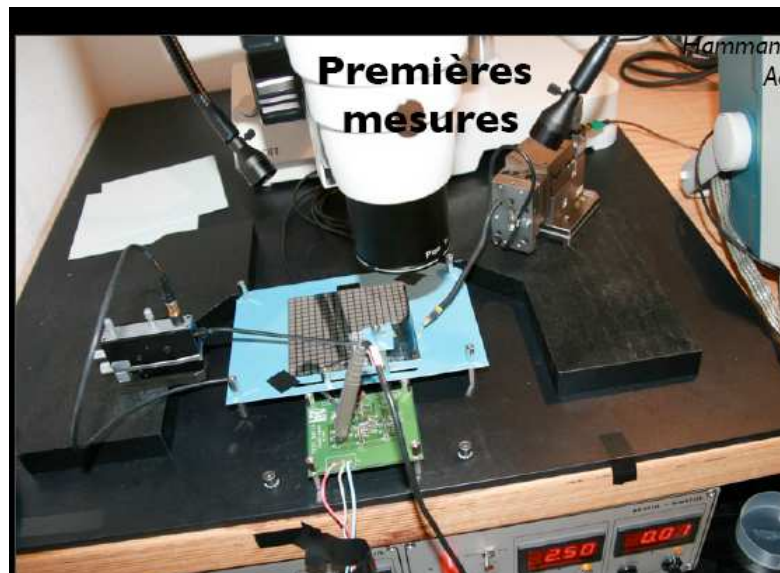


FIG. 3.68 – Image du banc de test

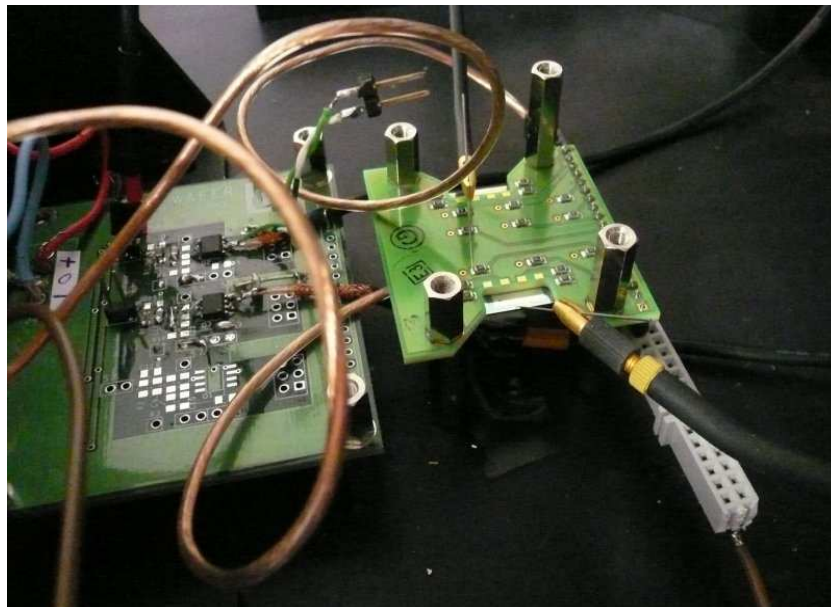


FIG. 3.69 – Zoom sur l'image du banc de test avec Wafer OnSemi.

Comme le montre la Figure(3.66), les Wafers OnSemi contiennent quatre guard rings et chaque guard ring possède quatre options (continu, segmenté 1cm, segmenté 3mm, segmenté 1cm + continu). Dans l'expérience, on injecte d'abord des

charges au niveau du 1^{er} guard ring et on récupère les valeurs des signaux de tous les pixels, puis on fait la même chose pour le 2^{eme} guard ring et ainsi de suite. La même expérience est répétée pour les autres options de guard rings (S1= segmenté 1cm, S3= segmenté 3mm, SC1= segmenté 1cm + continu, C= continu).

J'ai pris 100V comme tension de polarisation, 400 kHz comme fréquence et 800 mV comme tension d'injection.

Ces tableaux montrent les mesures effectuées en injectant des charges au niveau du 1^{er} guard ring, Les 9 cases du tableau présentent les 9 pixels du capteur, le point d'injection est G1 en face du pixel de milieu à gauche du capteur. Les valeurs obtenus sont en mV :

S1			
	128	29	28
G1 800mV	572	28	30
	59	30	30

S3			
	101	11	11
G1 800mV	262	13	12
	18	14	12

SC1			
	134	24	28
G1 800mV	572	24	32
	52	28	28

C			
	1220	732	1168
G1 800mV	872	268	952
	1017	756	1360

FIG. 3.70 – Résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring (pour les quatre options des guard rings)

- Résultats obtenus de la même façon mais en injectant des charges au niveau

du 2nd guard ring :

S1

G2 800mV

236	42	38
310	39	40
59	39	39

S3

G2 800mV

94	15	14
241	16	14
29	17	16

SC1

G2 800mV

232	44	48
316	36	48
60	44	48

C

G2 800mV

868	584	820
816	348	784
852	616	1000

FIG. 3.71 – Résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 2^{eme} guard ring (pour les 4 options des guard rings)

- Résultats obtenus de la même façon mais en injectant des charges au niveau du 3^{eme} guard ring :

S1			
	79	51	50
G3 800mV	243	55	52
	181	53	53

S3			
	31	19	16
G3 800mV	185	19	18
	133	20	18

SC1			
	690	588	792
G3 800mV	736	452	788
	852	608	796

C			
	716	564	756
G3 800mV	768	440	820
	816	584	832

FIG. 3.72 – Résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 3^{eme} guard ring (pour les 4 options des guard rings)

- Enfin, les résultats obtenus en injectant des charges au niveau du 4^{eme} guard ring :

S1			
	64	67	69
G4 800mV	156	69	68
	216	90	70

S3			
	32	23	23
G4 800mV	123	24	24
	155	25	25

SC1			
	720	720	868
	844	624	876
	948	752	836

C			
	728	648	804
	824	604	960
	900	684	820

FIG. 3.73 – Résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 4^{eme} guard ring (pour les 4 options des guard rings)

3.4.4.3 Remarques

On peut constater à partir de ces derniers tableaux que :

- Pour le capteur avec des guard rings segmentés de 1cm, le pixel le plus proche du point d'injection présente un signal plus important que les autres. Les deux pixels voisins ont des signaux moins importants tandis que les six autres ont des signaux faibles. On remarque aussi que les valeurs des signaux récupérés diminuent si on injecte au niveau du 2^{eme} guard ring et encore plus lors de l'injection dans le 3^{eme} et le 4^{eme} guard ring.

La Figure(3.74) montre un schéma en 3D qui représente les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 1 cm. La hauteur des piliers présente la valeur du signal récupéré pour chaque pixel.

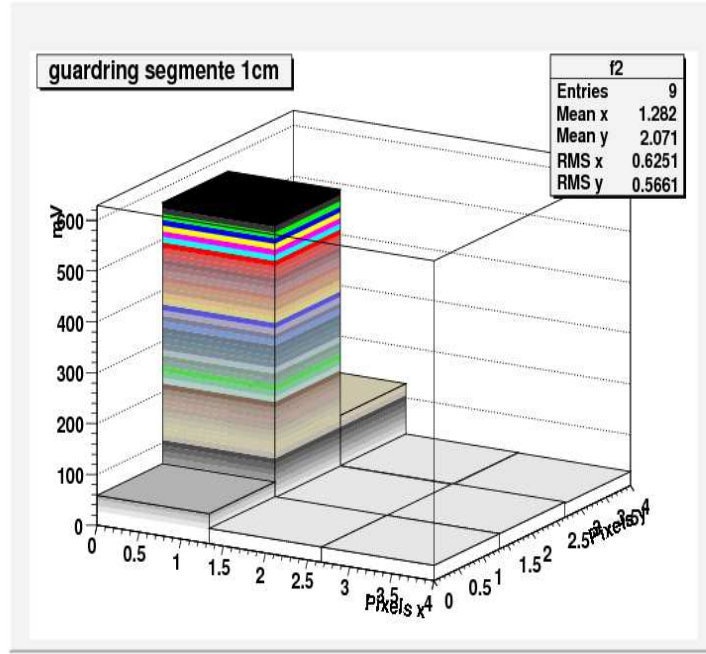


FIG. 3.74 – Schéma en 3D représentant les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 1 cm.

- Pour le capteur avec des guard rings segmentés de 3mm, le pixel le plus proche du point d'injection a un signal plus important que les autres. Les deux pixels voisins ont des signaux moins importants et les six autres pixels ont des signaux faibles. On remarque aussi que les valeurs des signaux récupérés diminuent si on injecte au niveau du 2^{eme} guard ring et encore plus lors de l'injection dans le 3^{eme} et le 4^{eme} guard ring.

La Figure(3.75) montre un schéma en 3D qui représente les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 3mm. La hauteur des piliers présente la valeur du signal récupéré pour chaque pixel.

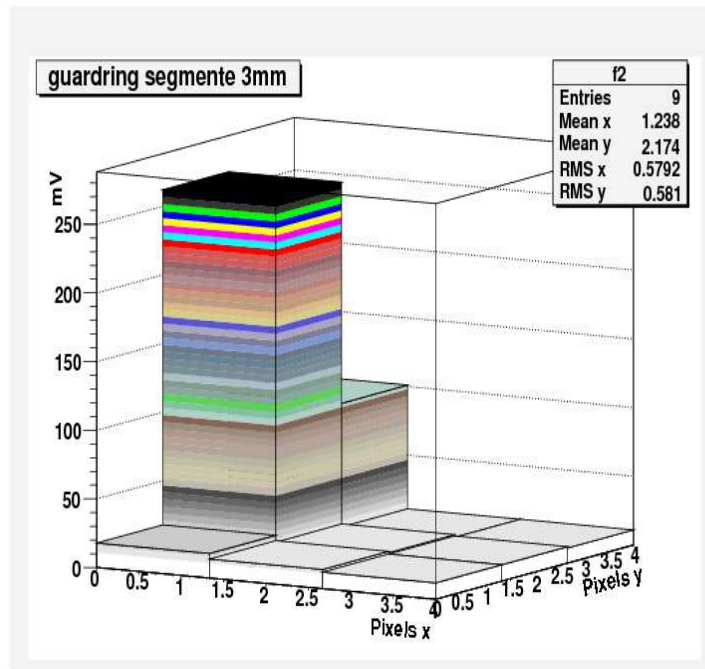


FIG. 3.75 – Schéma en 3D représentant les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 3mm.

- Pour le capteur avec des guard rings continus, on constate que les quatre pixels du coin ont un signal plus important que les autres pixels. Les quatre pixels du milieu ont des signaux moins importants (presque la moitié) et le pixel au centre du capteur a un signal presque faible. On remarque aussi que les valeurs des signaux récupérés diminuent si on injecte au niveau du 2^{eme} guard ring et encore plus lors de l'injection dans le 3^{eme} et le 4^{eme} guard ring.

La Figure(3.76) montre un schéma en 3D qui représente les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring continu. La hauteur des piliers présente la valeur du signal récupéré pour chaque pixel.

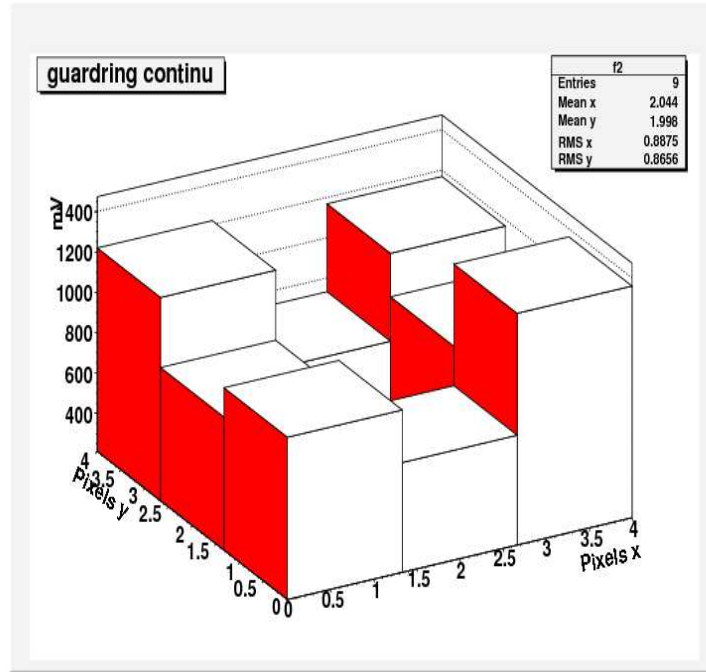


FIG. 3.76 – Schéma en 3D représentant les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring continu.

- Pour le capteur avec des guard rings segmentés de 1cm + continus, on remarque que lorsqu'on injecte des charges au niveau des guard rings segmentés on obtient les mêmes résultats que ceux obtenus lors de l'injection au niveau des guard rings segmentés de 1cm. Si on injecte au niveau des guard rings continus, on obtient les mêmes résultats que ceux obtenus lors de l'injection au niveau de guard rings continus.

La Figure(3.77) montre un schéma en 3D qui représente les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 1cm dans le capteur qui contient deux guard rings segmentés et deux guard rings continus. La hauteur des piliers présente la valeur du signal récupéré pour chaque pixel.

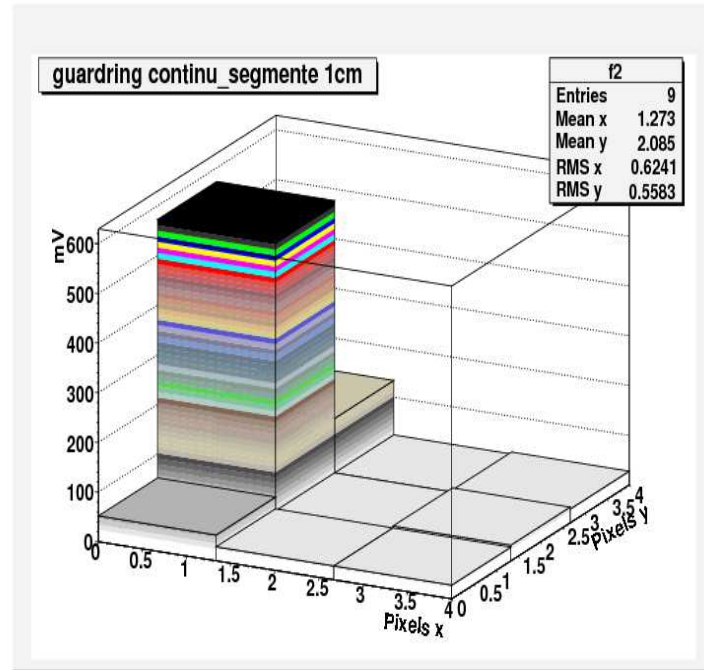


FIG. 3.77 – Schéma en 3D représentant les résultats obtenus lors de l'injection des charges au niveau du 1^{er} guard ring segmenté de 1 cm + continu.

3.5 Conclusion

On peut résumer les travaux effectués dans ce Chapitre comme suit :

1) Etude par simulation :

- Confirmation des résultats théoriques sur les valeurs des capacités.
- Rechercher des valeurs de tous les genres de capacités dans le Wafer afin de faire une autre Simulation électronique SPICE.
- Confirmer la diaphonie et essayer de trouver une solution pour résoudre le problème des événements carrés.

2) Etude par Mesures :

- Réaliser un banc de test et l'étalonner en utilisant des Wafers CU-Epoxy.
- Faire des mesures en utilisant des Wafers réels OnSemi avec quatre options

des guard rings différentes.

Les résultats obtenus dans tous les étapes, nous ont permis d'identifier l'origine des événements carrés, qui sont dû à une diaphonie entre guard rings et pixels voisins et de trouver une solution efficace pour éliminer ces événements carrés avec un guard ring segmenté à 3mm.

CHAPITRE 4

IDENTIFICATEUR DE PHOTON POUR LE PROTOTYPE CALICE

4.1 Identification des photons ou des électrons dans le prototype CALICE

4.1.1 Introduction

Le but général de cette étude est de trouver des estimateurs pour évaluer si le photon (ou électron) candidat reconstruit à partir de la collection des Hits dans le calorimètre ECAL est un vrai photon (ou électron) ou un faux.

La reconstruction des photons nécessite l'assemblage de tous les Hits qui ont été enregistrés lors d'un passage d'un photon ou électron dans le prototype . Les Hits correspondent au dépôt d'une partie d'énergie du faisceau dans un pixel.

Le prototype ECAL contient trois structures que l'on peut différencier par l'épaisseur des couches de tungstène. La première structure contient 10 couches dont l'épaisseur du tungstène est de 1.4 mm. La 2nd structure contient 10 couches dont l'épaisseur de tungstène est de 2.8 mm et enfin la dernière structure contient 10 couches dont l'épaisseur de tungstène est de 4.2 mm (Figure4.1).

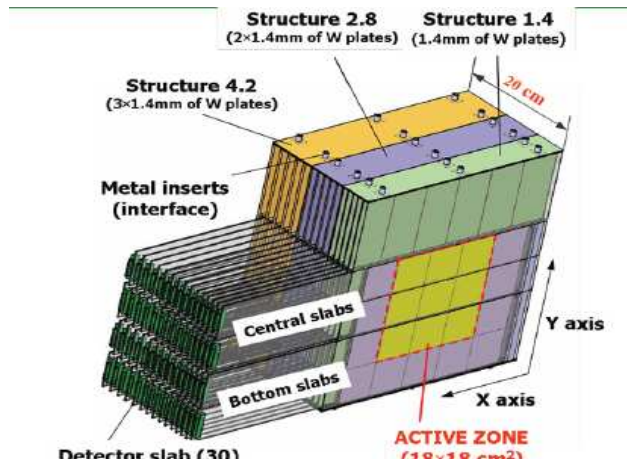


FIG. 4.1 – Image du prototype Calice.

Chaque couche contient 6 Wafers, chaque Wafer contient 36 pixels, ce qui nous

donne un total de $30 \times 6 \times 36$ pixels dans le prototype. Un pixel touché donne un signal, qu'on appelle un Hit. La somme des énergies de tous ces Hits et leurs positions nous donnent une idée sur l'énergie initiale du photon (électron), sa direction et la forme de la gerbe électromagnétique.

4.1.2 Partie théorique

4.1.2.1 L'évaluation de α et de β

Quand un photon ou un électron à haute énergie traverse un matériau dense, il initie une cascade électromagnétique comme la production de paires et le rayonnement de freinage, qui génère plusieurs photons et électrons à faible énergie (Figure 4.2).

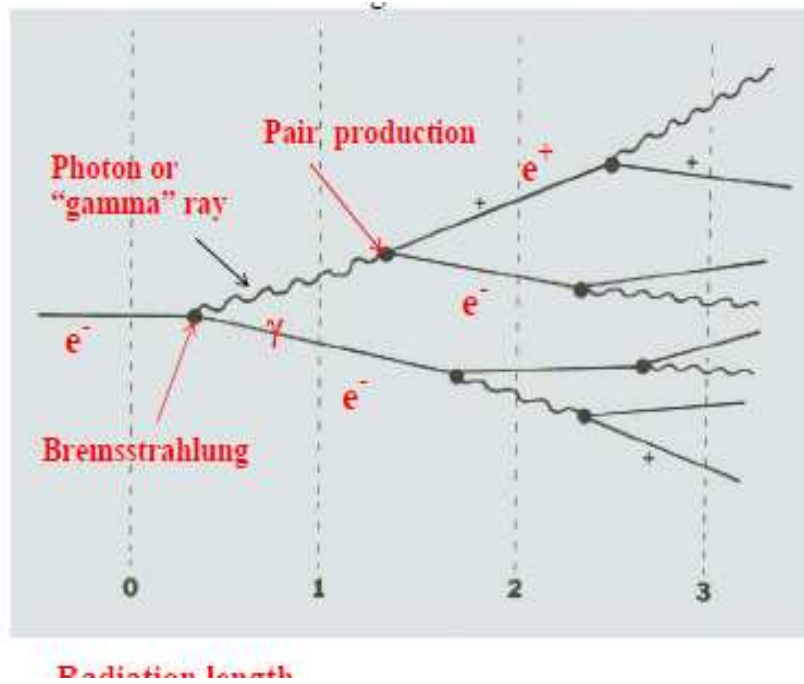


FIG. 4.2 – Le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique.

Le développement longitudinal est régi par la partie haute énergie de la cascade et la longueur de la radiation du matériau. Les énergies des photons ou des

électrons finissent par tomber en dessous de l'énergie critique E_c , puis dissiper leur énergies par ionisation et excitation plutôt que générer autres particules. En décrivant le comportement de la gerbe, il est facile d'introduire les variables : $S = x/X_0$, $y = E/E_c$, donc la distance est mesurée en unité de longueur de radiation et l'énergie en unité d'énergie critique. La longueur de radiation X_0 pour un matériau donné est définie à partir de la perte d'énergie par rayonnement de freinage pour un électron d'énergie E :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rayonnement}} = \frac{E}{X_0} \quad (4.1)$$

Les profils longitudinaux de la cascade d'un électron de 30 GeV sont montrés dans la Figure(4.3) :

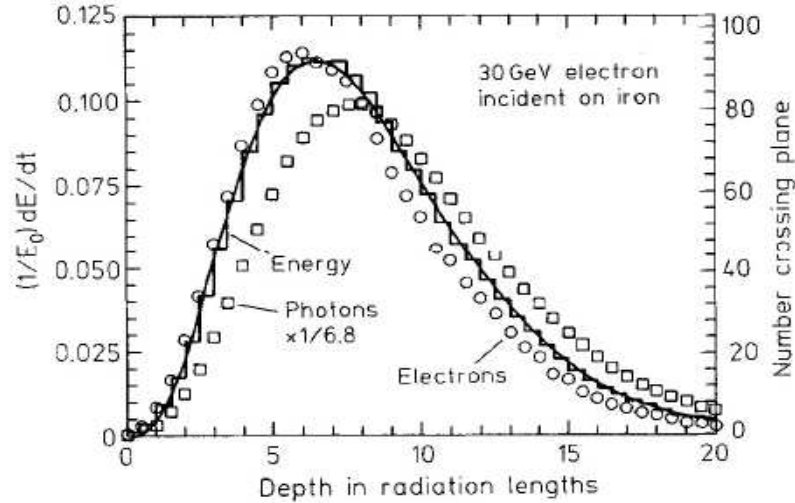


FIG. 4.3 – The histogram shows fractional energy deposition per radiation length, and the curve is a gamma-function fit to distribution. Cercles indicate the number of electrons with total energy greater than 1.5 MeV crossing planes at $X_0/2$ intervals and the squares the number of photons with $E \geq 1.5 \text{ MeV}$ crossing the planes.

Le profil longitudinal moyen du dépôt d'énergie dans une cascade électromagnétique[22] est assez bien décrite par une distribution gamma[23], il peut être décrit

par un traitement analytique, indépendamment du matériau traversé, pourvu que les distances soient exprimées en unités de longueur de radiation X_0 et les énergies en unités d'énergie critique, moyennant certaines approximations, connues sous le nom générique d'approximation B. de Rossi :

$$\frac{1}{E_0} \frac{dE}{dS} = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} S^{\alpha-1} e^{-\beta S} \quad (4.2)$$

tel que :

E_0 = énergie de la particule incidente.

S = profondeur de la gerbe en longueur de radiation. Le fait d'exprimer les distances en longueurs de radiation nous permet de nous affranchir des problèmes liés à l'angle d'incidence des électrons sur la face du module.

α et β : sont les paramètres qui fixent la forme longitudinale de la gerbe et que nous nous proposons de déterminer.

$\Gamma(\alpha)$: est la fonction d'Euler.

Grindhammer et al. ont développé des algorithmes de simulation rapide, dans laquelle la variance et la corrélation de alpha et de beta sont obtenues en ajustant l'équation(4.2) à titre individuel pour des cascades simulées, puis générer des profils pour ces cascades en utilisant alpha et beta choisis parmi les distributions corrélées [24].

Le moment d'ordre n $\langle S^n \rangle$ de la distribution longitudinale est donné par :

$$\langle S^n \rangle = \frac{\Gamma(\alpha + n)}{\beta^n \Gamma(\alpha)} \quad (4.3)$$

Le premier et deuxième moment donnent :

$$\langle S \rangle = \frac{\alpha}{\beta} \quad \text{et} \quad \langle S^2 \rangle = \frac{\alpha(\alpha + 1)}{\beta^2} \quad (4.4)$$

La variance est définie par :

$$\sigma^2 = \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2 = \frac{\alpha}{\beta^2} \quad (4.5)$$

A partir de ces relations, on peut deduire que la valeur de alpha vaut :

$$\alpha = \frac{\langle S \rangle^2}{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2} \quad (4.6)$$

La valeur de beta vaut :

$$\beta = \frac{\langle S \rangle}{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}, \quad \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{\langle S \rangle} \quad (4.7)$$

avec :

$$\langle S^n \rangle = \left(\frac{\sum_{couche} E_l \times X_l^n}{\sum_{couche} E_l} \right) \quad (4.8)$$

E_l : L'énergie dans chaque couche et X_l : L'unité est la longueur de radiation.

La formule(4.2) est une fonction de l'énergie E et d'un paramètre s. On peut la réécrire de la manière suivante :

$$f(E, s) \equiv \frac{1}{E_0} \frac{dE}{dS} = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} S^{\alpha-1} e^{-\beta S} \quad (4.9)$$

tel que :

$$\langle s \rangle = \int_0^S f(E, s) \cdot s ds = \frac{\alpha}{\beta}, \quad \langle s^2 \rangle = \int_0^S f(E, s) \cdot s^2 ds = \frac{\alpha(\alpha + 1)}{\beta^2} \quad (4.10)$$

$$\frac{df(E, s)}{ds} = 0 \implies s_{max} = \frac{\alpha - 1}{\beta} \quad (4.11)$$

s_{max} est la valeur de s pour un dépôt maximum d'énergie. Statistiquement, α et β peuvent être exprimés par s.

4.1.2.2 L'évaluation des estimateurs A et B

La première étape de cette étude consiste à calculer statistiquement les paramètres α et β pour trouver les estimateurs en fonction de ces paramètres. Deux processus sont disponibles :

A) Rassembler tous les Hits d'un unique évènement du Calorimètre dans un seul Cluster (photon candidat), puis calculer la direction du faisceau par le calcul du

vecteur de barycentre de tous les Hits, ensuite calculer le point d'incidence.

B) Déterminer si le Cluster est un photon (ou électron) ou non, en utilisant les deux estimateurs A et B.

Pour un Cluster, en boucle sur tous les Hits afin de calculer la moyenne de S et de S^2 , ainsi que α et β dans le but de calculer les deux estimateurs A et B, tel que :

$$A = \frac{\frac{1}{\alpha} - \langle \frac{1}{\alpha} \rangle}{\sigma_{\frac{1}{\alpha}}}, B = \frac{\frac{\beta}{\alpha} - \langle \frac{\beta}{\alpha} \rangle}{\sigma_{\frac{\beta}{\alpha}}} \quad (4.12)$$

Les estimateurs A et B, parmi d'autres, permettent d'associer une probabilité à l'hypothèse que la particule qui a produit le dépôt d'énergie considéré soit un photon ou électron.

On utilise les données Monte Carlo pour calculer $\langle \frac{1}{\alpha} \rangle$, $\sigma_{\frac{1}{\alpha}}$ et $\langle \frac{\beta}{\alpha} \rangle$, $\sigma_{\frac{\beta}{\alpha}}$ en fonction de l'énergie E. Ces fonctions seront utilisés pour calculer les estimateurs A et B pour les données MC ou les données du faisceau test. Les paramètres $1/\alpha$ et β/α ont été choisis pour leur bonne linéarité en fonction du logarithme de l'énergie.

Les données MC que je vais utiliser dans cette étude ont été produites en 2006 et les données faisceau test collectées en 2006 au CERN. Les caractéristiques du faisceau pour les deux types de données sont :

- **Données MC** : l'énergie du photon (ou électron) initial prend les valeurs suivantes (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV et l'angle d'incidence du faisceau est nul $\theta = 0$.
- **Données réelles** : l'énergie du photon (ou électron) initial prend les valeurs suivantes (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV et l'angle d'incidence du faisceau est presque nul $\theta \approx 0$.

4.1.3 Sélection des événements

Je n'ai réalisé aucune coupure sur l'énergie ou sur les Hits, les seules étant $0 < \alpha < 10$, $0 < \beta < 1$ et $\alpha, \beta < 0$, $\alpha, \beta > 1000$ pour éliminer les faux événements.

Ce Tableau montre un exemple de la sélection d'événements parmi 10000 pour les données Monte Carlo :

E(GeV)	6	10	12	15	30	45
$\alpha < 10$	9923	9984	9980	9985	9990	9992
$0 < \alpha < 10$	9914	9979	9979	9982	9990	9992
$\alpha < 0$	9	5	1	3	0	0

FIG. 4.4 – Sélection des événements (Coupure sur α). Ce qui nous intéresse c'est la coupure $0 < \alpha < 10$.

Je prends d'abord les valeurs de α qui se trouvent être inférieures à 10, puis j'effectue l'étude pour les valeurs des α situées entre 0 et 10. Les événements qui donnent des valeurs de $\alpha < 0$ sont des faux.

4.1.4 Les résultats obtenus pour les données Monte Carlo

Le but d'une façon générale est de déterminer les paramètres $\langle 1/\alpha \rangle$, $\langle \beta/\alpha \rangle$, $\sigma_{\langle 1/\alpha \rangle}$ et $\sigma_{\langle \beta/\alpha \rangle}$ pour calculer les estimateurs A et B, ensuite identifier les photons (ou électrons).

La stratégie pour identifier des photons (électrons) est la suivante :

- Nous voulons créer un processeur afin d'identifier les photons à partir de la forme de la gerbe, on doit calculer certains paramètres sur le plan statistique, par exemple, alpha (α) et beta (β), les paramètres du dépôt d'énergie longitudinal.
- On calcule des estimateurs pour identifier des photons basés sur α et β . Pour l'instant, $1/\alpha$ (X) et β/α (Y) sont favorables, car ils ressemblent plus à une distribution gaussienne.

Soient $\langle X \rangle$ et S_x la moyenne et l'écart-type de X respectivement, $\langle Y \rangle$ et S_y la moyenne et l'écart-type de Y respectivement, puis, les estimateurs A et B sont définis par :

$$A = (X - \langle X \rangle) / S_x$$

$$B = (Y - \langle Y \rangle) / S_y$$

Cela signifie que, une fois connus $\langle X \rangle$, $\langle Y \rangle$ et S_x , S_y , nous pouvons calculer A et B pour chaque Cluster et dire si le Cluster est un photon (électron) ou pas.

$\langle X \rangle$, $\langle Y \rangle$, S_x , S_y doivent être obtenus auprès de données MC. Donc, je lance d'abord quelques données MC pour obtenir les dépendances énergétiques de ces quatre paramètres, qui ont toutes la même forme, mais avec des paramètres différents : $p_0 + p_1 * \log \langle E \rangle$, au total, huit paramètres sont nécessaires pour identifier les photons.

La Figure(4.5) représente la distribution de l'énergie pour chaque faisceau de photons ou d'électrons dans une gamme d'énergie de 6, 10, 12, 15, 30 et 45 GeV. Les courbes sont ajustées par une gaussienne et les énergies sont en unité de MIP :

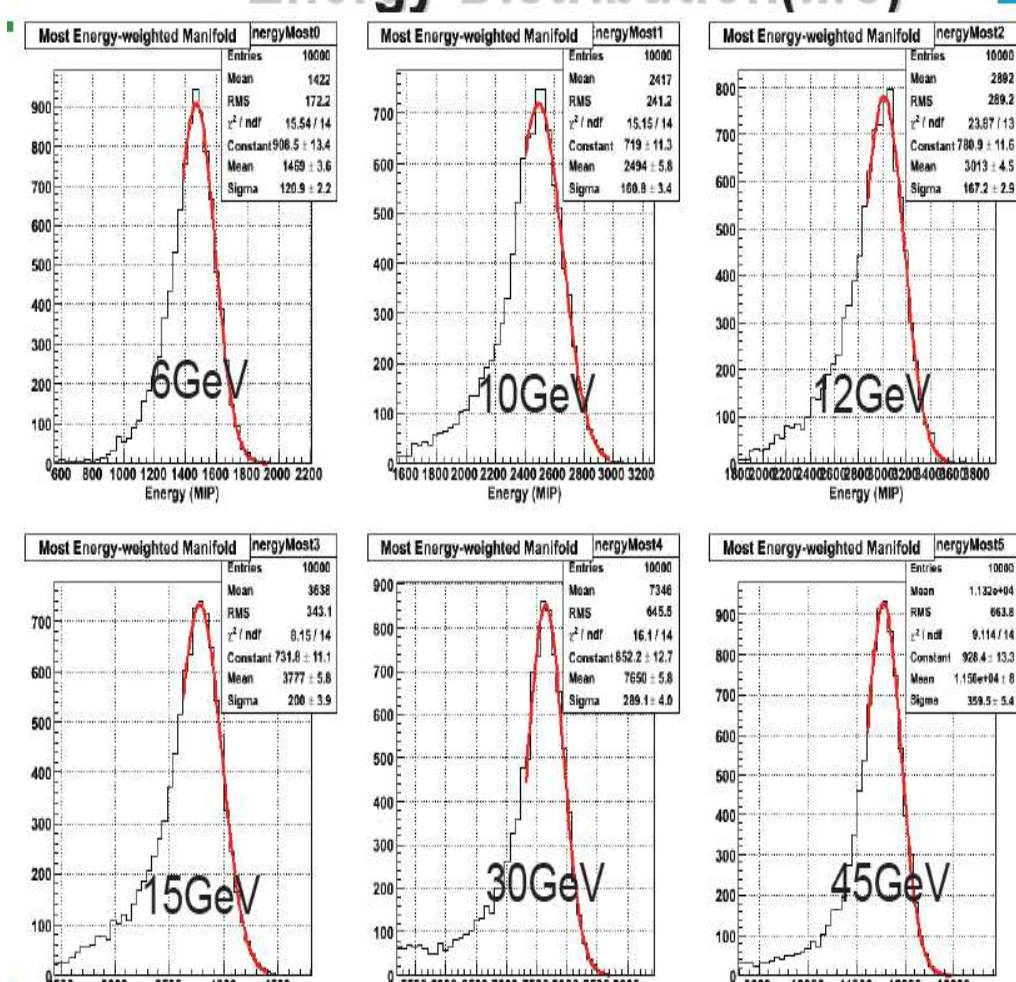


FIG. 4.5 – La distribution de l'énergie pour différents faisceaux de photons ou électrons. Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

On remarque qu'il y a un seul pic pour chaque énergie. Le Tableau(4.1) montre la valeur moyenne et l'écart-type pour chaque valeur d'énergie.

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne d'énergie en MIP	L'écart type
6 GeV	1469 ± 3.6	120.9 ± 2.2
10 GeV	2494 ± 5.8	160.8 ± 3.4
12 GeV	3013 ± 4.5	167.2 ± 2.9
15 GeV	3777 ± 5.8	200 ± 3.9
30 GeV	7650 ± 5.8	289.1 ± 4.0
45 GeV	11560 ± 8.0	359.5 ± 5.4

TAB. 4.1 – La valeur moyenne et l'écart-type pour chaque valeur d'énergie du faisceau. L'unité de l'énergie est en MIP.

Comme indiqué dans les relations théoriques (4.6) et (4.8), alpha vaut :

$$\alpha = \frac{\langle S \rangle^2}{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}, \quad \text{avec} \quad \langle S^n \rangle = \left(\frac{\sum_{couche} E_l \times X_l^n}{\sum_{couche} E_l} \right) \quad (4.13)$$

E_l : L'énergie dans la couche l.

X_l : L'unité est la longueur de radiation, alpha est proportionnel à l'énergie du faisceau.

La Figure(4.6) montre la distribution de α pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

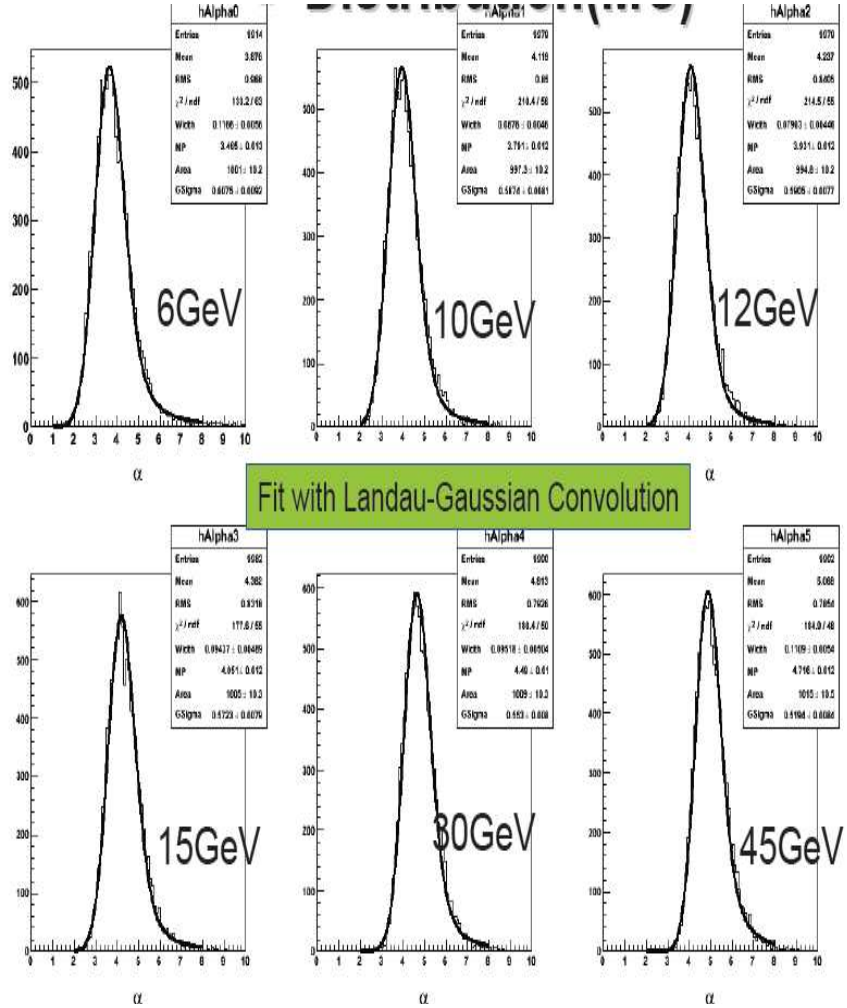


FIG. 4.6 – La distribution de α pour différents faisceaux dans une gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV. Les courbes sont ajustées par un Landau-Gaussien.

La valeur théorique de β est présentée dans la formule (4.7) et (4.8), elle vaut :

$$\beta = \frac{\langle S \rangle}{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2}, \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{\langle S \rangle} \text{ avec, } \langle S^n \rangle = \left(\frac{\sum_{couche} E_l \times X_l^n}{\sum_{couche} E_l} \right)$$

E_l : L'énergie dans chaque couche et X_l : L'unité est la longueur de radiation, beta est proportionnel à l'énergie du faisceau.

La Figure(4.7) montre la distribution de β pour la gamme d'énergie (6, 10,

12, 15, 30, 45) GeV :

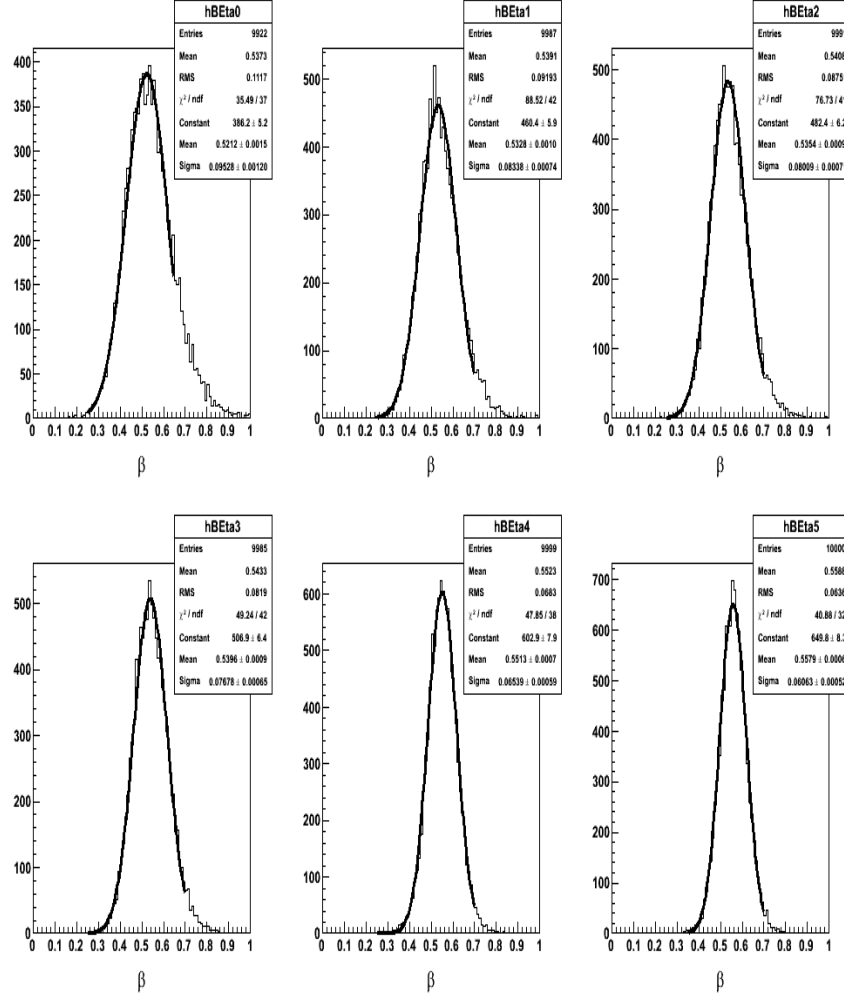


FIG. 4.7 – La distribution de β pour plusieurs faisceaux dont la gamme d'énergie est (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV. Les courbes sont ajustées par une Gaussienne.

La formule théorique (4.12) montre que les estimateurs A et B sont proportionnels à $1/\alpha$ et β/α ainsi qu'à leur valeurs moyennes. Au début, je dois calculer ces valeurs moyennes en utilisant les données Monte-Carlo pour que je puisse calculer par la suite les valeurs des estimateurs pour chaque faisceau.

La Figure(4.8) montre la distribution de $1/\alpha$ pour la gamme d'énergie (6, 10,

12, 15, 30, 45)GeV, les courbes sont ajustées par une gaussienne :

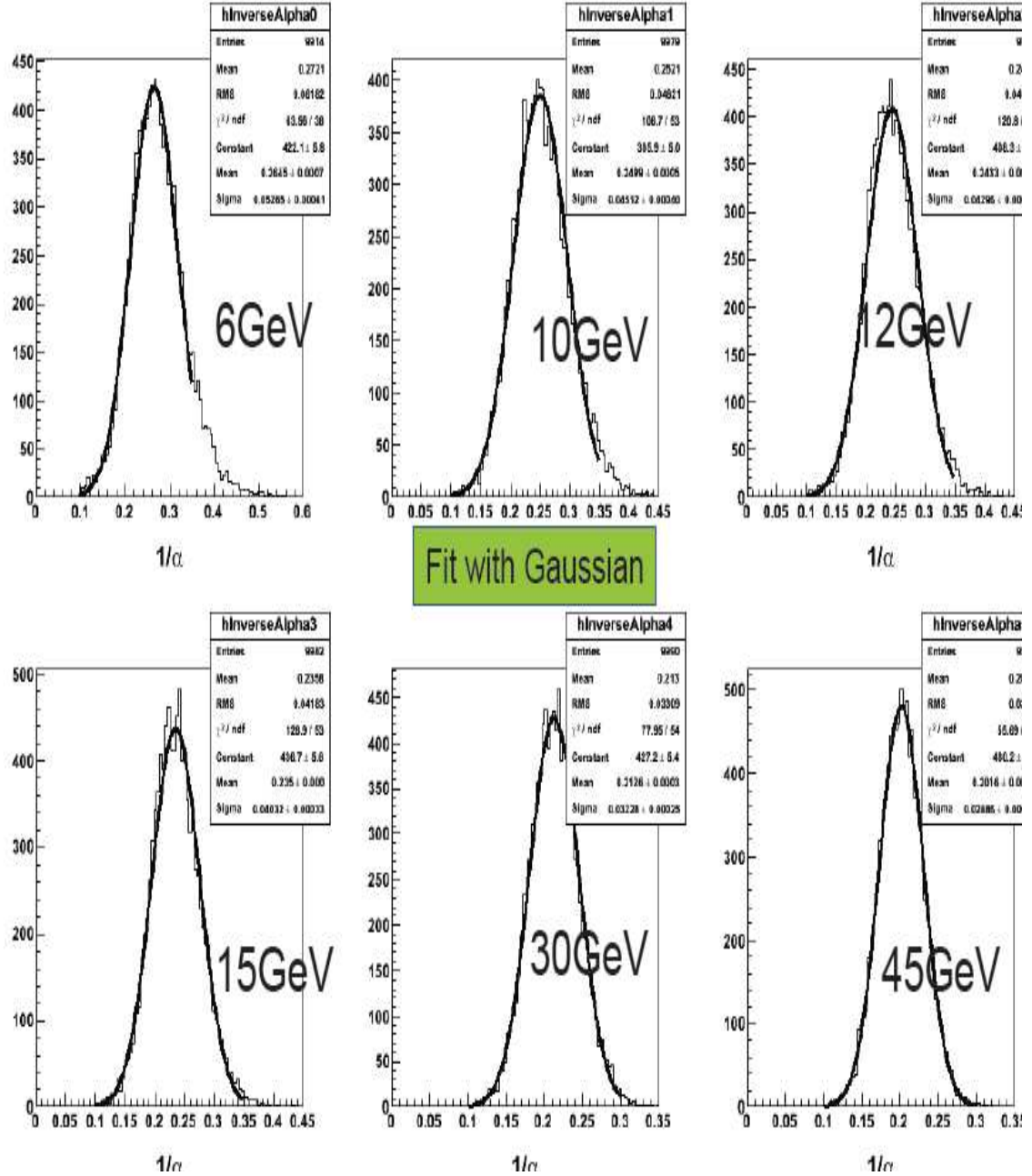


FIG. 4.8 – La distribution de $1/\alpha$. Les courbes sont ajustées par une Gaussienne.

Le Tableau(4.2) montre la valeur moyenne et l'écart-type de $1/\alpha$ pour chaque valeur d'énergie.

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de $1/\alpha$	L'écart type
6 GeV	0.2645 ± 0.0007	0.05265 ± 0.00061
10 GeV	0.2499 ± 0.0005	0.04512 ± 0.0004
12 GeV	0.2433 ± 0.0005	0.04296 ± 0.00036
15 GeV	0.235 ± 0.000	0.04032 ± 0.00033
30 GeV	0.2126 ± 0.0003	0.03228 ± 0.00025
45 GeV	0.2016 ± 0.0003	0.02886 ± 0.00022

TAB. 4.2 – La valeur moyenne et l'écart-type de $1/\alpha$ pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

On remarque que la distribution de $1/\alpha$ est une gaussienne, sa valeur moyenne et son écart-type diminuent quand l'énergie du faisceau augmente.

La Figure(4.9) montre la distribution de β/α pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

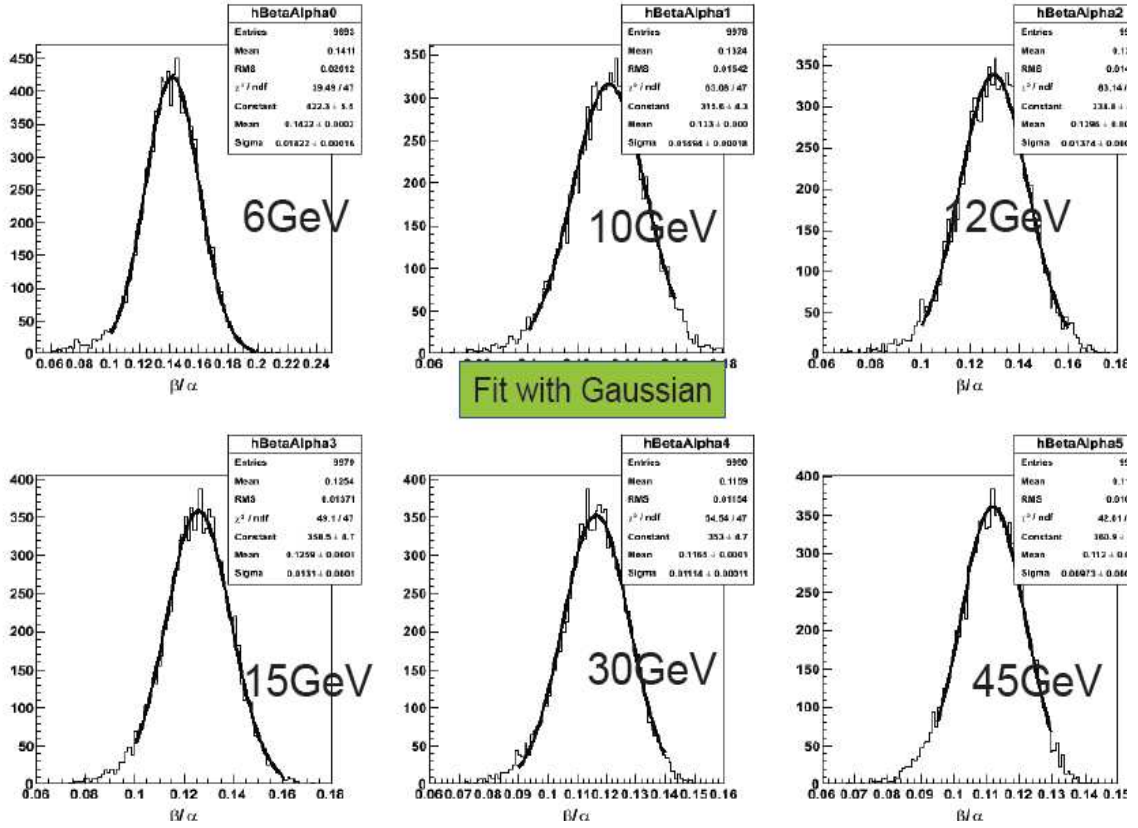


FIG. 4.9 – La distribution de β/α . Les courbes sont ajustées par une Gaussienne.

Le Tableau(4.3) montre la valeur moyenne et l'écart-type de β/α pour chaque valeur d'énergie.

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de β/α	L'écart type
6 GeV	0.1422 ± 0.0002	0.01622 ± 0.00016
10 GeV	0.133 ± 0.000	0.01296 ± 0.0002
12 GeV	0.1296 ± 0.0002	0.01394 ± 0.00014
15 GeV	0.1259 ± 0.0001	0.0131 ± 0.0001
30 GeV	0.1165 ± 0.0001	0.01114 ± 0.00011
45 GeV	0.112 ± 0.000	0.00973 ± 0.00013

TAB. 4.3 – La valeur moyenne et l'écart-type de β/α pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

On remarque que la distribution de β/α est une gaussienne, sa valeur moyenne et son écart-type diminuent quand l'énergie du faisceau augmente. A partir des résultats obtenus avec les deux Tableaux(4.2 et 4.3), je peux calculer la valeur moyenne de $1/\alpha$ et β/α en fonction de la valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$ pour 10000 événements.

La Figure(4.10) montre les courbes de la valeur moyenne de $\langle \alpha \rangle$ et $\sigma_{\langle \alpha \rangle}$ en fonction de la valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$. Le lissage à été fait par la fonction $f(x) = p0 + p1 * \log \langle E \rangle$:

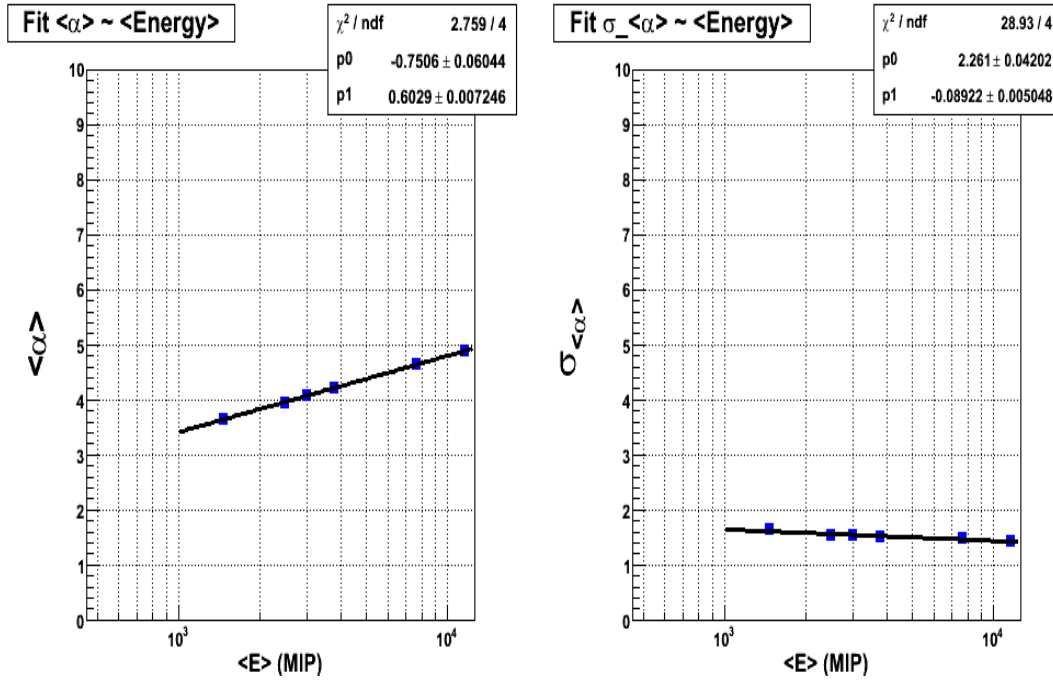


FIG. 4.10 – Les courbes de $\langle \alpha \rangle$ et $\sigma_{\langle \alpha \rangle}$ en fonction de l'énergie $\langle E \rangle$.

Ces courbes sont des droites. Les valeurs numériques des paramètres $p0$ et $p1$ pour les deux courbes sont :

- Pour la courbe $\langle \alpha \rangle = p0 + p1 * \log \langle E \rangle$:
 $p0 = -0.7506 \pm 0.06044$ et $p1 = 0.6029 \pm 0.007246$.
- Pour la courbe $\sigma_{\langle \alpha \rangle} = p0 + p1 * \log \langle E \rangle$:
 $p0 = 2.261 \pm 0.04202$ et $p1 = -0.08922 \pm 0.005048$.

Même chose pour le paramètre β , la Figure(4.11) montre les courbes de la valeur moyenne de $\langle \beta \rangle$ et $\sigma_{\langle \beta \rangle}$ en fonction de la valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$. Le lissage à été fait par la fonction $f(x) = p_2 + p_3 * \log \langle E \rangle$:

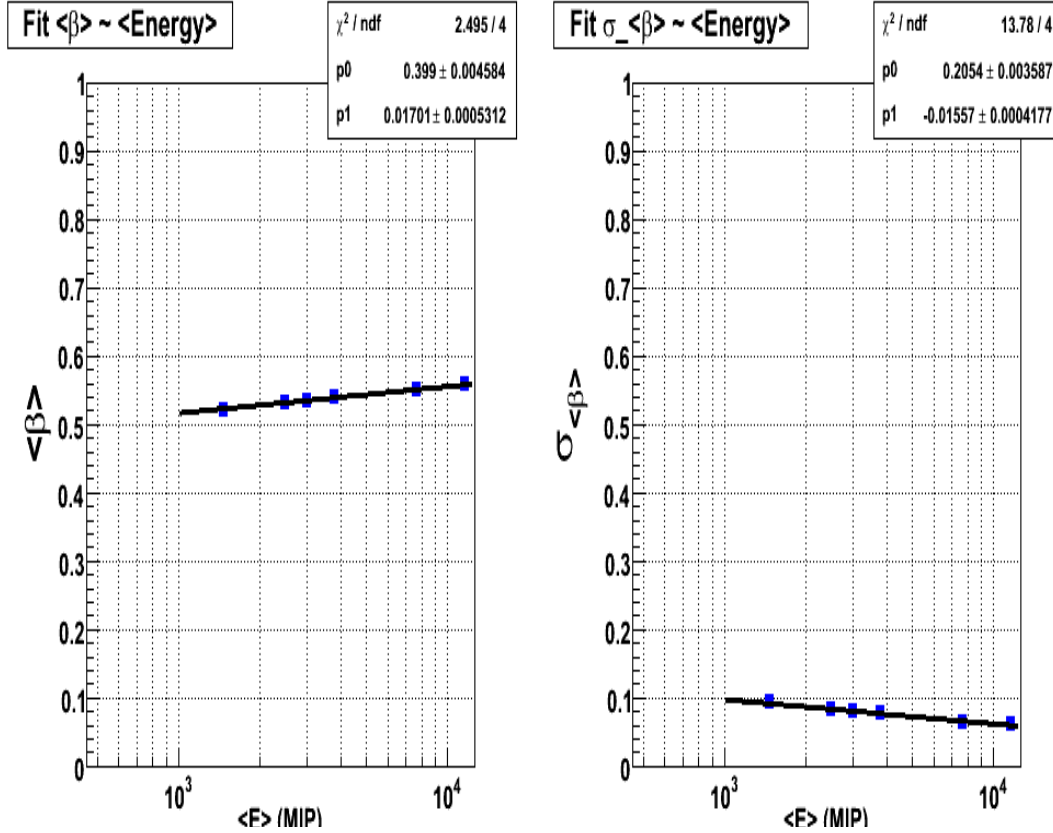


FIG. 4.11 - $\langle \beta \rangle$ et $\sigma_{\langle \beta \rangle}$ en fonction de l'énergie $\langle E \rangle$.

Ces courbes sont des droites. Les valeurs numériques des paramètres p_2 et p_3 pour les deux courbes sont :

- Pour la courbe $\langle \beta \rangle = p_2 + p_3 * \log \langle E \rangle$:
 $p_2 = 0.399 \pm 0.004584$ et $p_3 = 0.01701 \pm 0.0005312$.
- Pour la courbe $\sigma_{\langle \beta \rangle} = p_2 + p_3 * \log \langle E \rangle$:
 $p_2 = 0.2054 \pm 0.003587$ et $p_3 = -0.01557 \pm 0.0004177$.

Les estimateurs A et B dépendent des valeurs de $\langle 1/\alpha \rangle$ et $\langle \beta/\alpha \rangle$, donc il

est nécessaire de calculer ces paramètres.

La Figure(4.12) montre les courbes de la valeur moyenne de $\langle 1/\alpha \rangle$ et $\sigma_{\langle 1/\alpha \rangle}$ en fonction de la valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$. Le lissage à été fait par la fonction $f(x) = p_4 + p_5 * \log \langle E \rangle$:

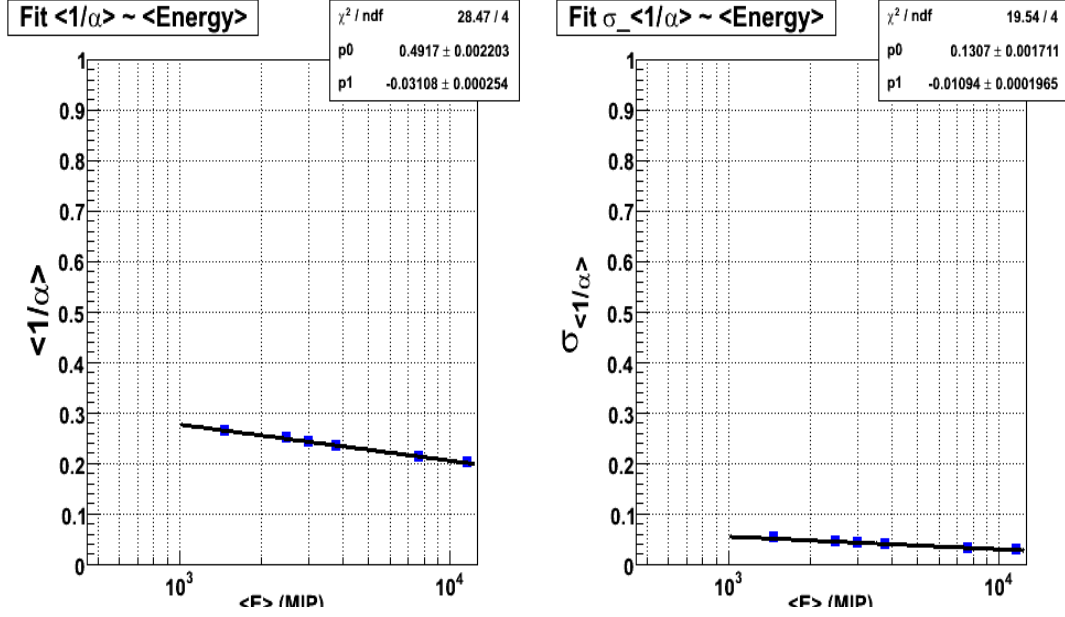


FIG. 4.12 - $\langle 1/\alpha \rangle$ et $\sigma_{\langle 1/\alpha \rangle}$ en fonction de l'énergie $\langle E \rangle$.

Ces courbes sont des droites. Les valeurs numériques des paramètres p_4 et p_5 pour les deux courbes sont :

- Pour la courbe $\langle 1/\alpha \rangle = p_4 + p_5 * \log \langle E \rangle$:

$$p_4 = 0.4917 \pm 0.002203 \text{ et } p_5 = -0.03108 \pm 0.000254.$$

- Pour la courbe $\sigma_{\langle 1/\alpha \rangle} = p_4 + p_5 * \log \langle E \rangle$:

$$p_4 = 0.1307 \pm 0.001711 \text{ et } p_5 = -0.01094 \pm 0.0001965.$$

Même chose pour $\langle \beta/\alpha \rangle$ et $\sigma_{\beta/\alpha}$, la Figure(4.13) montre les courbes de la valeur moyenne de $\langle \beta/\alpha \rangle$ et $\sigma_{\beta/\alpha}$ en fonction de la valeur moyenne de l'énergie $\langle E \rangle$. Le lissage à été fait par la fonction $f(x) = p_6 + p_7 * \log \langle E \rangle$:

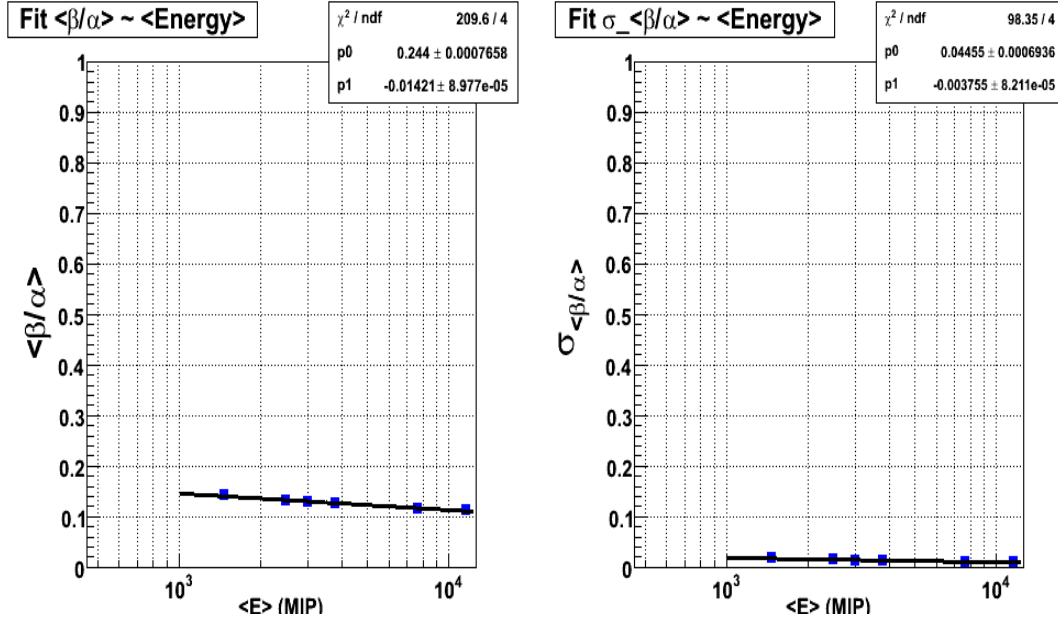


FIG. 4.13 – $\langle \beta/\alpha \rangle$ et $\sigma_{\langle \beta/\alpha \rangle}$ en fonction de l'énergie $\langle E \rangle$.

Ces courbes sont des droites. Les valeurs numériques des paramètres $p6$ et $p7$ pour les deux courbes sont :

- Pour la courbe $\langle \beta/\alpha \rangle = p6 + p7 \cdot \log \langle E \rangle$:

$$p6 = 0.244 \pm 0.0007658 \text{ et } p7 = -0.01421 \pm 8.977 \times 10^{-5}.$$

- Pour la courbe $\sigma_{\langle \beta/\alpha \rangle} = p6 + p7 \cdot \log \langle E \rangle$:

$$p6 = 0.04455 \pm 0.0006936 \text{ et } p7 = -0.003755 \pm 8.211 \times 10^{-5}.$$

Les paramètres ($p4$, $p5$) et ($p6$, $p7$) sont utilisés pour calculer la distribution des estimateurs A et B.

La Figure(4.14) montre la distribution de l'estimateur A pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

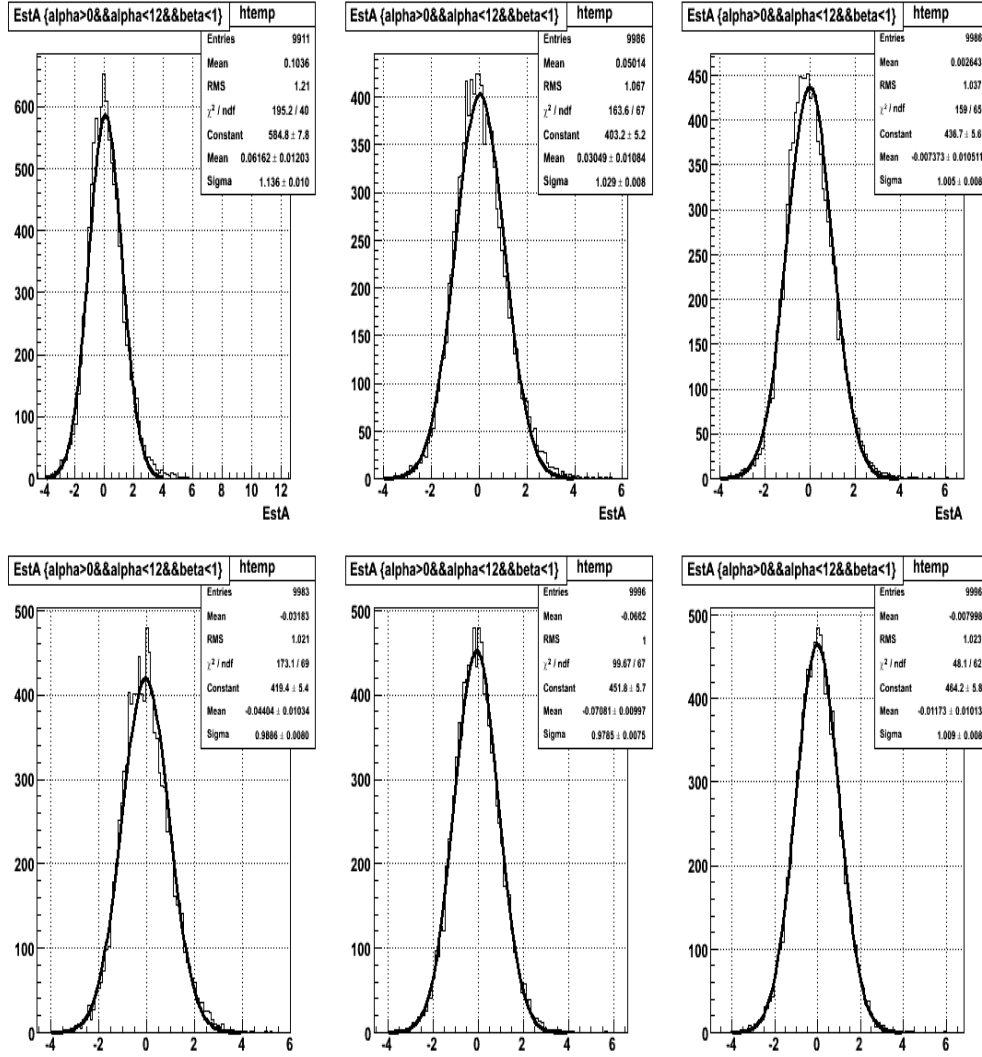


FIG. 4.14 – La distribution de l'estimateur A. Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

Théoriquement, la distribution de l'estimateur A est une gaussienne d'une valeur moyenne nulle et un écart type qui est égal à 1. Le Tableau(4.4) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A pour chaque valeur d'énergie. On remarque que la valeur moyenne de A tend vers 0 et que l'écart-type tend vers 1 pour toute la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV. La Figure(4.15) montre la distribution de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur A	L'écart type
6 GeV	0.06162 ± 0.01203	1.136 ± 0.010
10 GeV	0.03049 ± 0.01084	1.029 ± 0.008
12 GeV	-0.007373 ± 0.010511	1.005 ± 0.008
15 GeV	-0.04404 ± 0.01034	0.9886 ± 0.008
30 GeV	-0.07061 ± 0.00997	0.9785 ± 0.0075
45 GeV	-0.01173 ± 0.01013	1.009 ± 0.008

TAB. 4.4 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

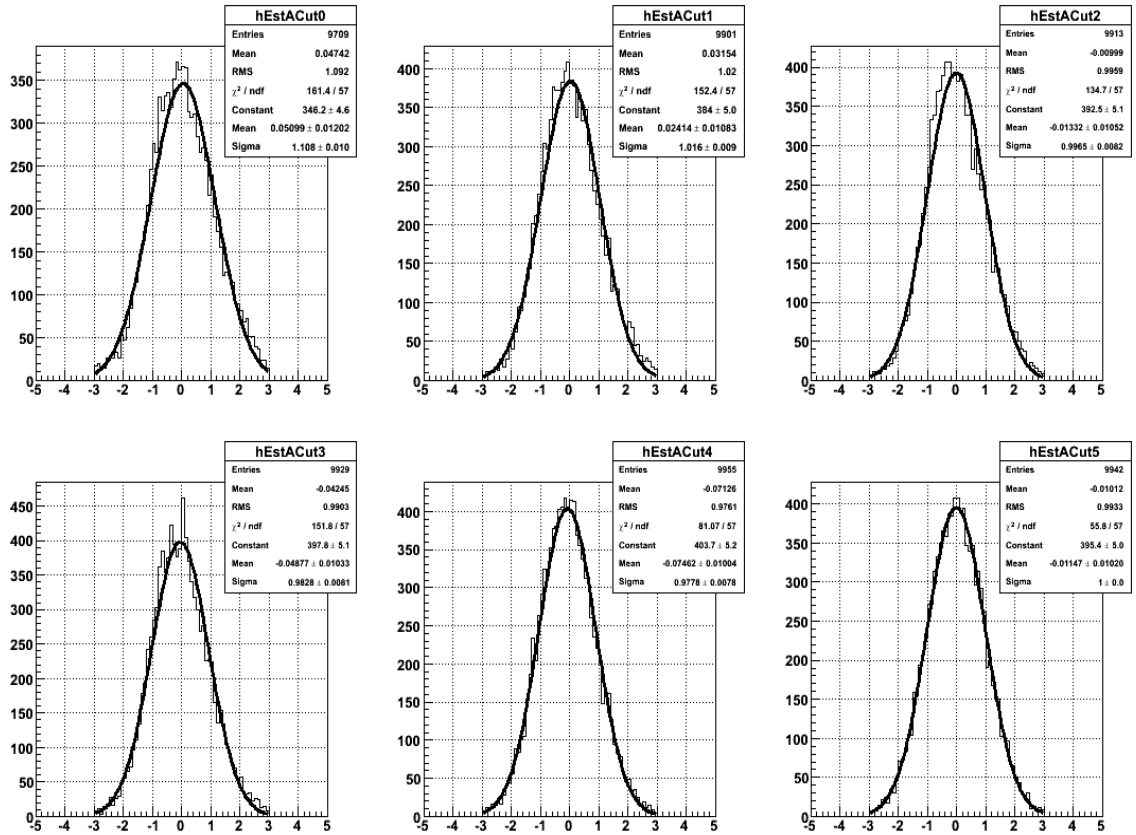


FIG. 4.15 – La distribution de l'estimateur A avec une coupure de 3σ . Les courbes sont ajustées par une gaussienne

Le Tableau(4.5) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie. Une coupure de 3σ nous a permis

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur A	L'écart type
6 GeV	0.05099 ± 0.01202	1.108 ± 0.010
10 GeV	0.02414 ± 0.01083	1.016 ± 0.009
12 GeV	-0.01332 ± 0.01052	0.9965 ± 0.0082
15 GeV	-0.04877 ± 0.01033	0.9828 ± 0.0081
30 GeV	-0.07462 ± 0.0104	0.9778 ± 0.0078
45 GeV	-0.01147 ± 0.01020	1.00 ± 0.00

TAB. 4.5 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

d'avoir des bons résultats, on peut remarquer aussi qu'on a des résultats parfaits pour les faisceaux qui ont des énergies plus grandes. La même étude concernant l'estimateur B en utilisant les paramètres p6 et p7 donne les résultats suivants : la Figure(4.16) montre la distribution de cet estimateur pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

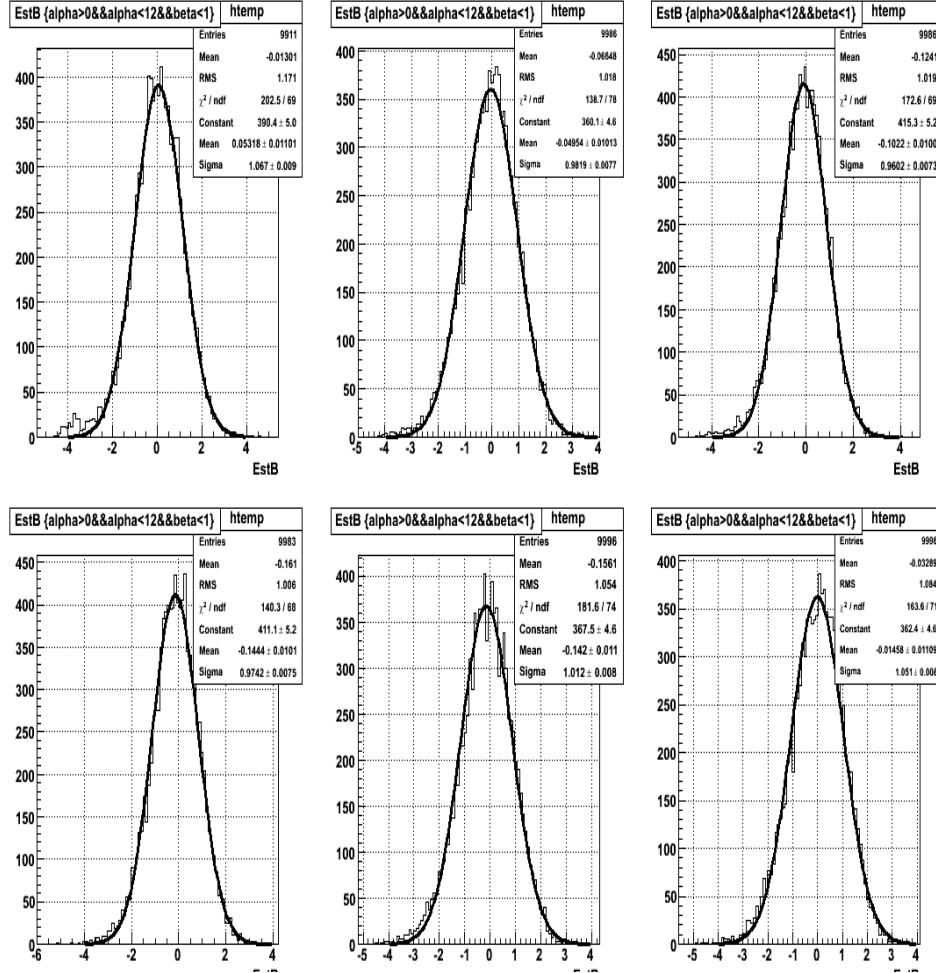


FIG. 4.16 – La distribution de l'estimateur B. Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

Théoriquement, la distribution de l'estimateur B est une gaussienne d'une valeur moyenne nulle et un écart type qui est égal à 1. Le Tableau(4.6) montre la valeur moyenne et l'écart-type de cet estimateur pour chaque valeur d'énergie. On remarque que la valeur moyenne de B est presque nulle et que l'écart-type tend vers 1 pour toute la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV.

La Figure(4.17) montre l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV :

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur B	L'écart type
6 GeV	0.05318 ± 0.01101	1.067 ± 0.009
10 GeV	-0.04954 ± 0.01013	0.8919 ± 0.0077
12 GeV	-0.1022 ± 0.0100	0.9602 ± 0.0073
15 GeV	-0.1444 ± 0.0101	0.9742 ± 0.0075
30 GeV	-0.142 ± 0.011	1.012 ± 0.008
45 GeV	-0.01458 ± 0.01109	1.051 ± 0.008

TAB. 4.6 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

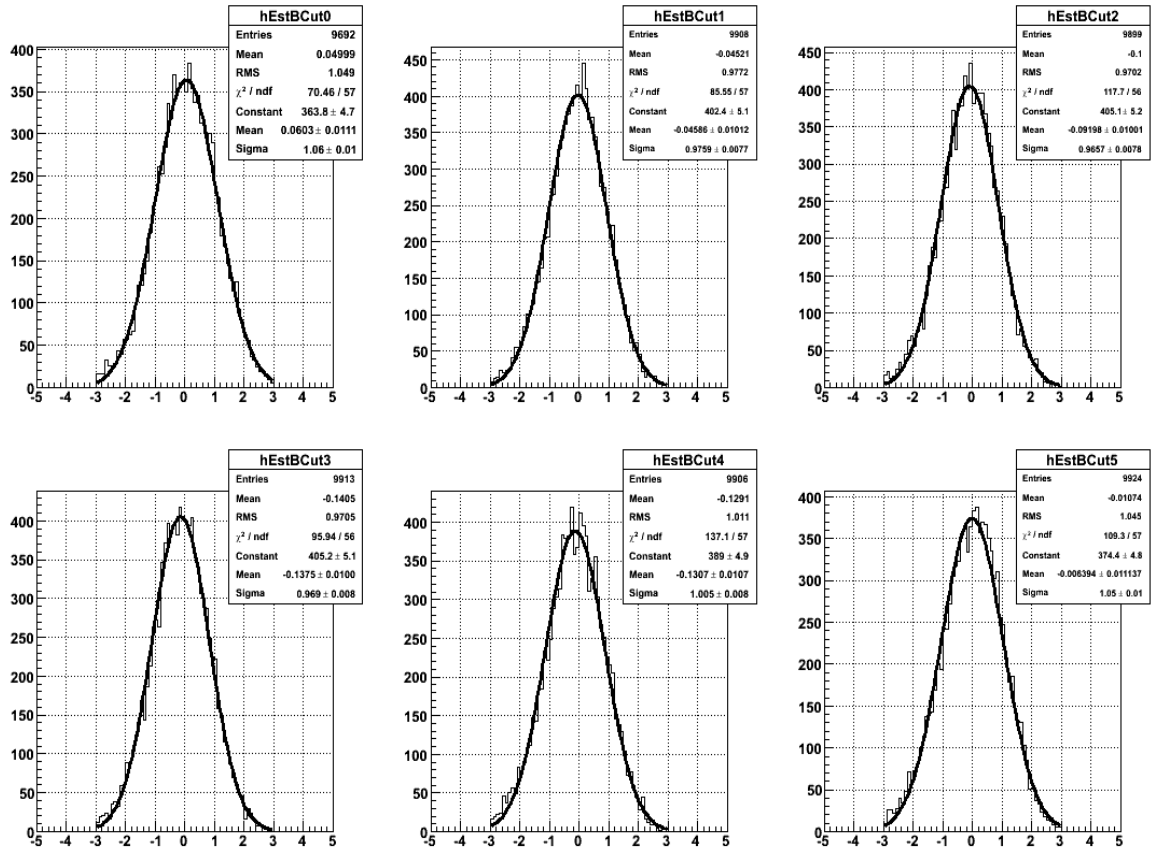


FIG. 4.17 – L'estimateur B avec une coupure de 3σ . Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

Le Tableau(4.7) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie.

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur B	L'écart type
6 GeV	0.0603 ± 0.0111	1.06 ± 0.010
10 GeV	-0.04586 ± 0.01012	0.9759 ± 0.0077
12 GeV	-0.09198 ± 0.01001	0.9657 ± 0.0078
15 GeV	-0.1375 ± 0.0100	0.969 ± 0.008
30 GeV	-0.1307 ± 0.0107	1.005 ± 0.008
45 GeV	-0.0063 ± 0.01113	1.05 ± 0.01

TAB. 4.7 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

La distribution des deux estimateurs A et B nous montrent que l'identificateur des photons est très réaliste pour les données Monte Carlo, aussi j'ai pu estimer les valeurs moyennes de $1/\alpha$ et β/α pour que je puisse calculer les estimateurs A et B pour les données faisceau test.

4.1.5 Les résultats obtenus pour les données faisceau test collectées en 2006 au CERN

Le but de cette partie est de calculer les estimateurs A et B en utilisant les fonctions $\langle 1/\alpha \rangle$ et $\langle \beta/\alpha \rangle$ trouvées dans la partie précédente pour identifier les photons réels (ou électrons).

Les prises des données consistent à envoyer un électron ou positron vers le prototype ECAL avec un angle précis et refaire la même opération n fois (n est le nombre d'évènements), ensuite récupérer les données dans des fichiers pour les analyser. Les prises des données ont été faites à DESY, au CERN et à FERMILAB.

Au CERN, on a utilisé les électrons et les positrons comme faisceau. Pour les positrons on a pris 0° comme angle d'incidence du faisceau et l'énergie varie entre 6 GeV et 50 GeV. Le faisceau d'électron prend les mêmes valeurs d'énergie, mais l'angle d'incidence prend plusieurs valeurs. Dans cette étude, j'utilise des données collectées en 2006 au CERN pour des faisceaux qui ont des énergies varient entre 6 et 45 Gev avec un angle d'incidence nul.

La Figure(4.18) montre la distribution de l'énergie pour chaque faisceau pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV :

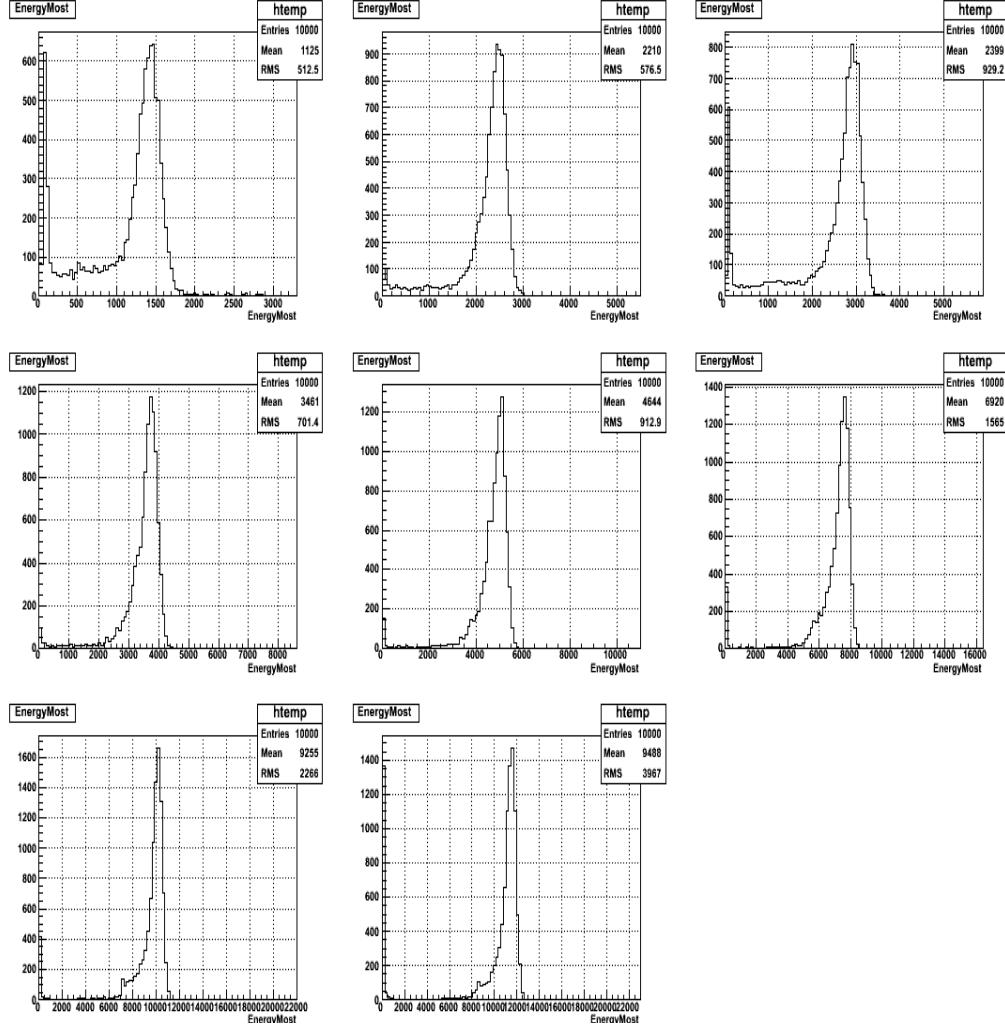


FIG. 4.18 – La distribution de l'énergie de huit faisceaux dont l'énergies varient entre 6 et 45GeV.

On remarque que pour la plupart des énergies on trouve deux pics, le premier est un bruit de fond ou bien celui des traces d'une autre particule (le muon par exemple) et l'autre est celui de l'énergie du faisceau d'un électron ou d'un positron.

La Figure(4.19) montre la distribution de α pour la gamme d'énergie (6, 10, 12,

15, 20, 30, 40, 45) GeV.

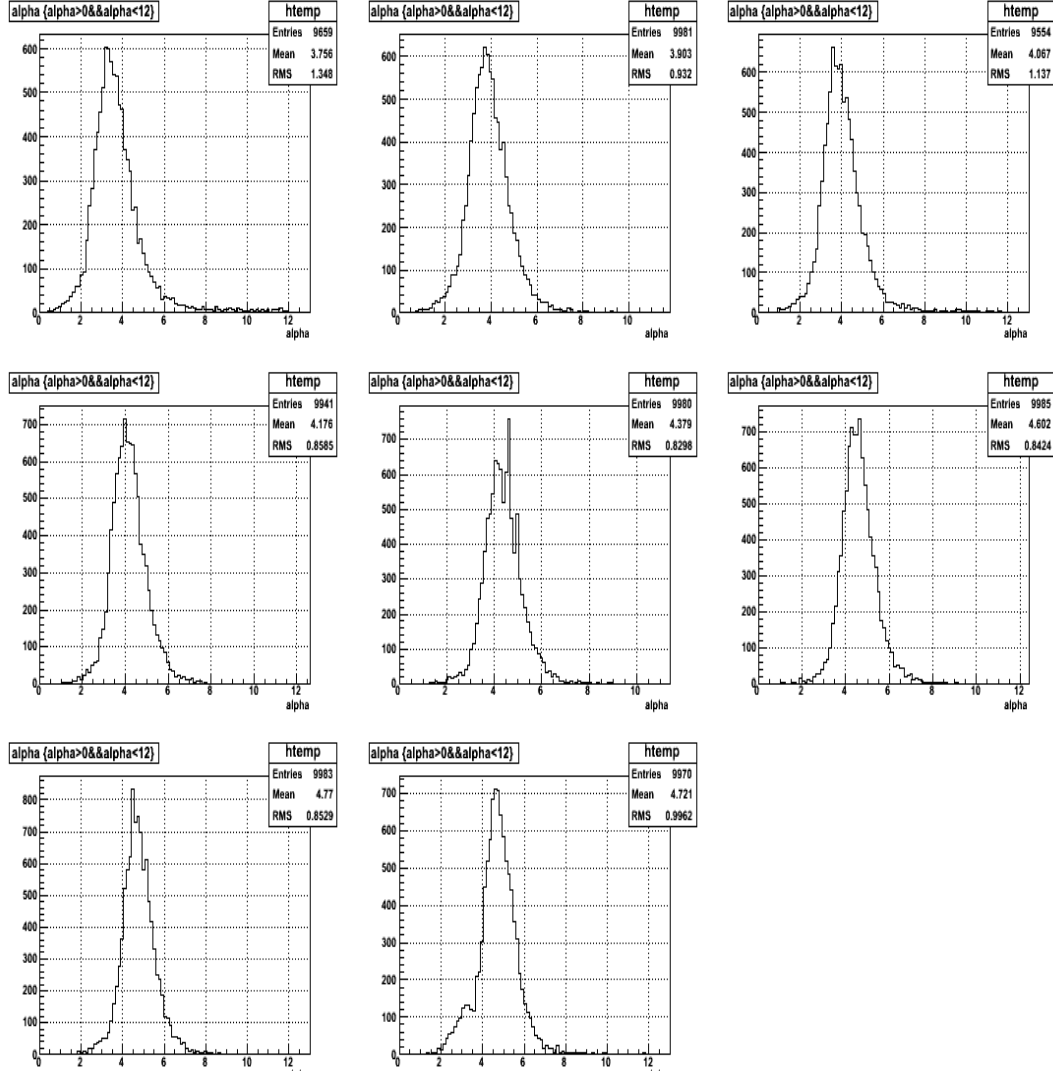


FIG. 4.19 – La distribution de α pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV.

Les distributions sont des gaussiennes sauf celle du faisceau de 45 GeV qu'on remarque qu'il y a deux pics. Le petit pic est dû au fait qu'on a un deuxième pic important dans la distribution de l'énergie pour le faisceau de 45 GeV (Figure 4.18).

La Figure(4.20) montre la distribution de β pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV :

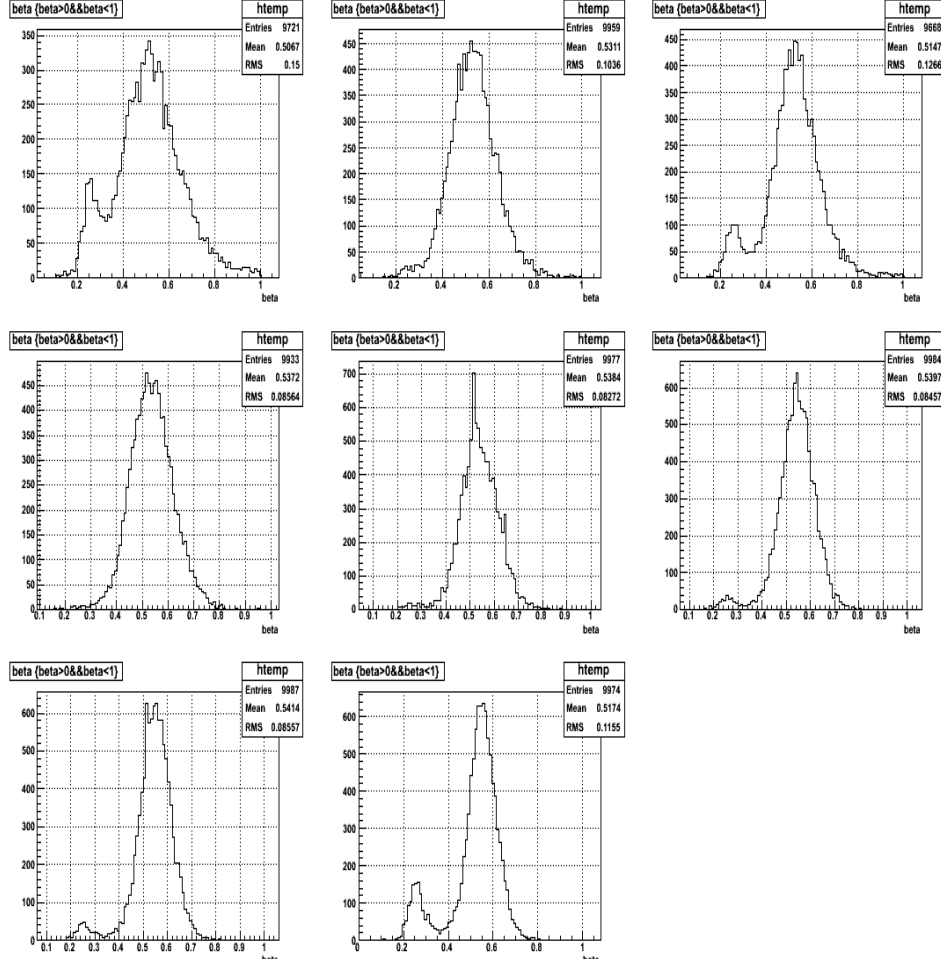


FIG. 4.20 – La distribution de β pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV.

On remarque qu'il y a deux pics pour presque tous les distributions. Cela aura un effet lors de calcul de l'estimateur B qui est proportionnel à β . Comme il est montré dans la partie théorique et la partie Monte Carlo, les estimateurs sont proportionnels à $1/\alpha$ et β/α . J'utiliserais les valeurs moyennes obtenues en utilisant les données Monte Carlo de $1/\alpha$ et β/α pour calculer A et B. La Figure(4.21) montre

la distribution de l'estimateur A pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV.

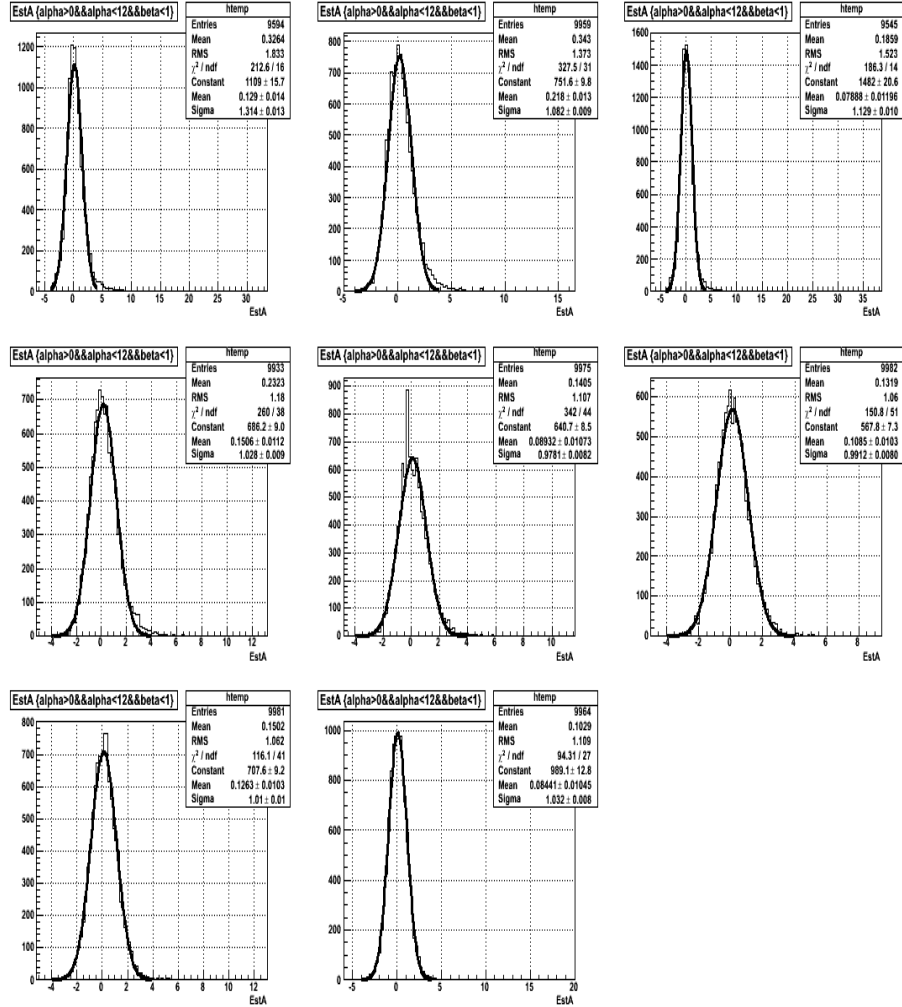


FIG. 4.21 – La distribution de l'estimateur A. Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

On remarque que, pour toute la gamme d'énergie, on a une distribution gaussienne d'un seul pic. Le Tableau(4.8) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A pour chaque valeur d'énergie. La distribution de l'estimateur A est une gaussienne d'une valeur moyenne presque nulle et un écart type qui tend vers

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur A	L'écart type
6 GeV	0.129 ± 0.014	1.314 ± 0.013
10 GeV	0.218 ± 0.013	1.082 ± 0.009
12 GeV	0.078 ± 0.01196	1.129 ± 0.01
15 GeV	0.1506 ± 0.0112	1.028 ± 0.009
20 GeV	0.08932 ± 0.01073	0.9781 ± 0.0082
30 GeV	0.1085 ± 0.0103	0.9912 ± 0.0103
40 GeV	0.1263 ± 0.0103	1.01 ± 0.01
45 GeV	0.08441 ± 0.01045	1.032 ± 0.008

TAB. 4.8 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

1 pour toute la gamme d'énergie.

La Figure(4.22) montre la distribution de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV :

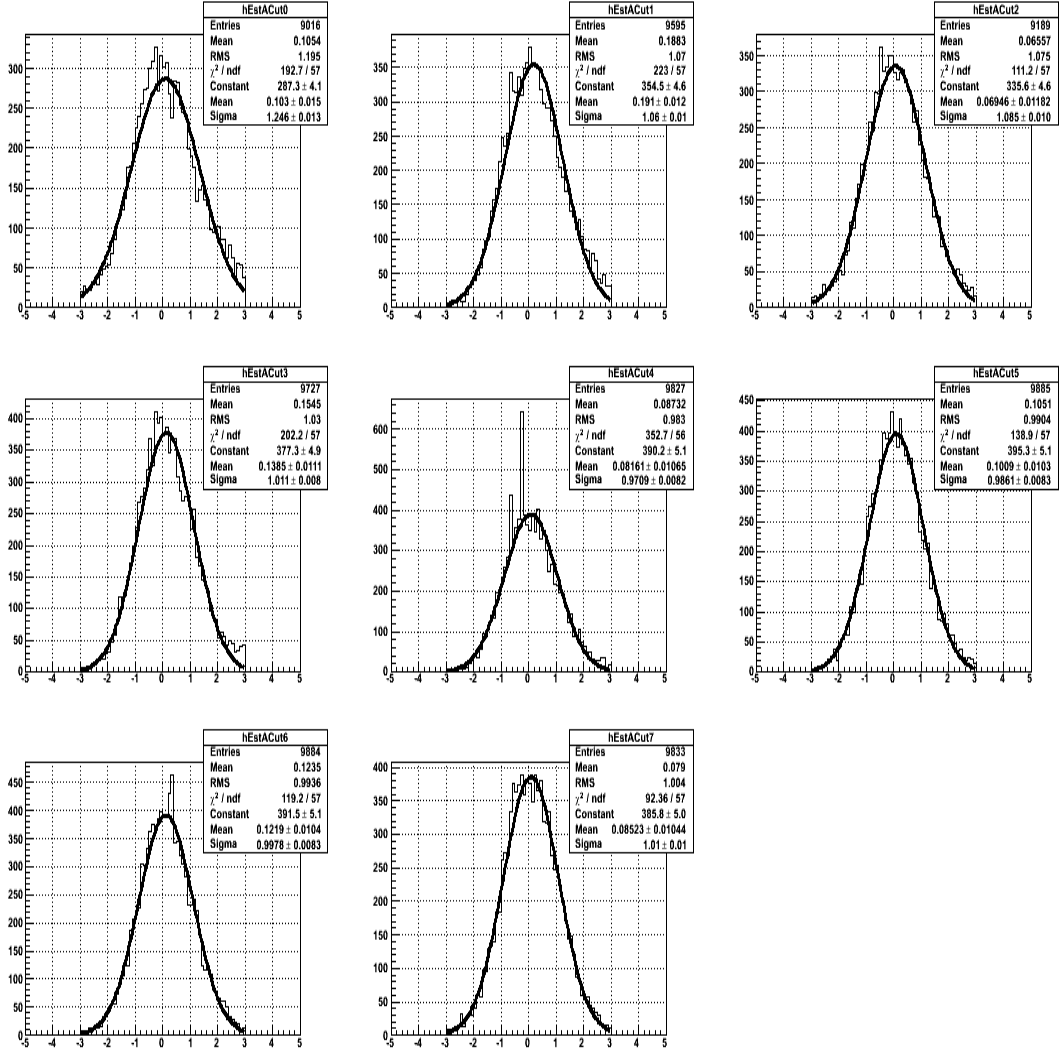


FIG. 4.22 – La distribution de l'estimateur A avec une coupure de 3σ . Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

Le Tableau(4.9) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie. Une coupure de 3σ nous a permis d'avoir des bons résultats. La même étude concernant l'estimateur B donne les résultats suivants (Figure4.23) :

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur A	L'écart type
6 GeV	0.103 ± 0.015	1.246 ± 0.013
10 GeV	0.191 ± 0.012	1.06 ± 0.01
12 GeV	0.069 ± 0.0118	1.085 ± 0.010
15 GeV	0.1385 ± 0.0111	1.011 ± 0.008
20 GeV	0.0816 ± 0.01065	0.9709 ± 0.0082
30 GeV	0.1009 ± 0.0103	0.9861 ± 0.0083
40 GeV	0.1219 ± 0.0104	0.9978 ± 0.0083
45 GeV	0.08523 ± 0.0104	1.01 ± 0.01

TAB. 4.9 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur A avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

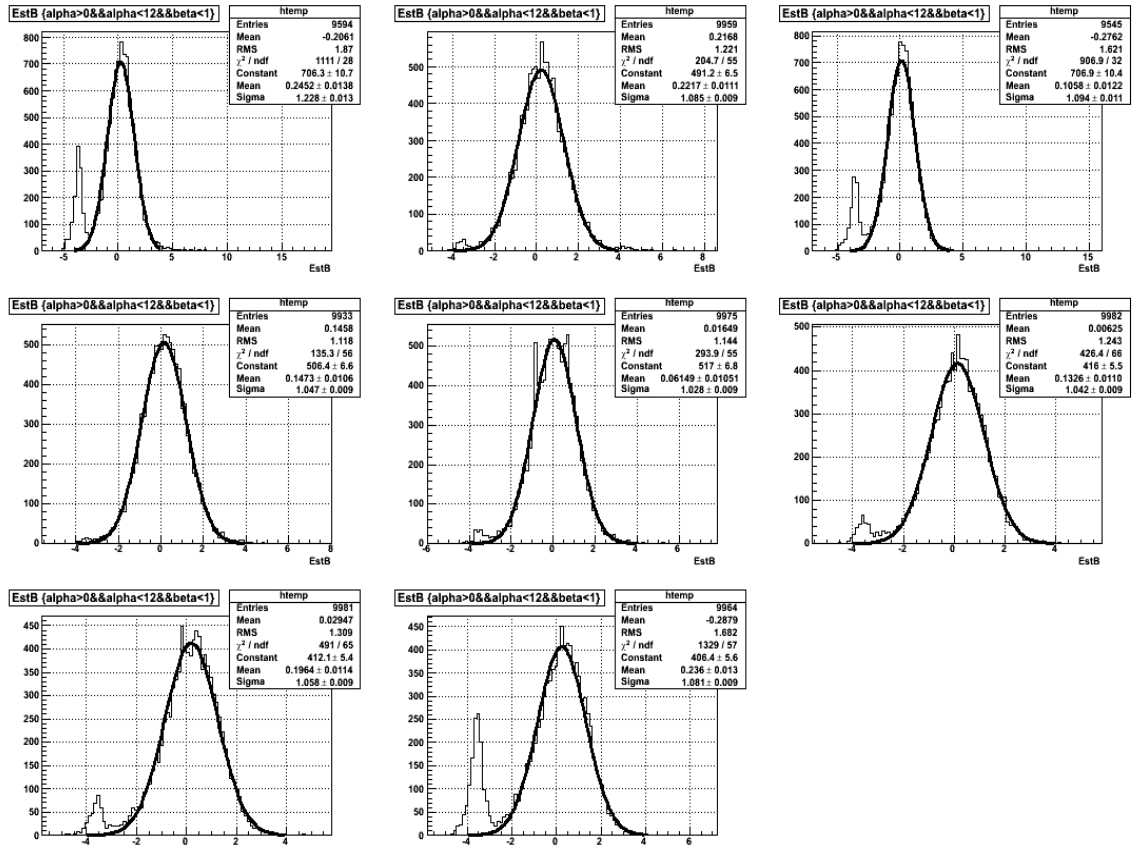


FIG. 4.23 – La distribution de l'estimateur B. Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

On remarque qu'il y a deux pics dans la plupart des distributions de l'estimateur B. Le deuxième pic est dû au fait qu'il y a deux pics dans la distribution de beta (Figure 4.20). Le Tableau (4.10) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B pour chaque valeur d'énergie.

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur B	L'écart type
6 GeV	0.2452 ± 0.0138	1.228 ± 0.013
10 GeV	0.2217 ± 0.0111	1.085 ± 0.009
12 GeV	0.1258 ± 0.0122	1.094 ± 0.011
15 GeV	0.1473 ± 0.0106	1.047 ± 0.009
20 GeV	0.0614 ± 0.0105	1.028 ± 0.009
30 GeV	0.1326 ± 0.0110	1.042 ± 0.009
40 GeV	0.1964 ± 0.0114	1.058 ± 0.009
45 GeV	0.236 ± 0.013	1.081 ± 0.009

TAB. 4.10 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

La Figure (4.24) montre la distribution de l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 45) GeV :

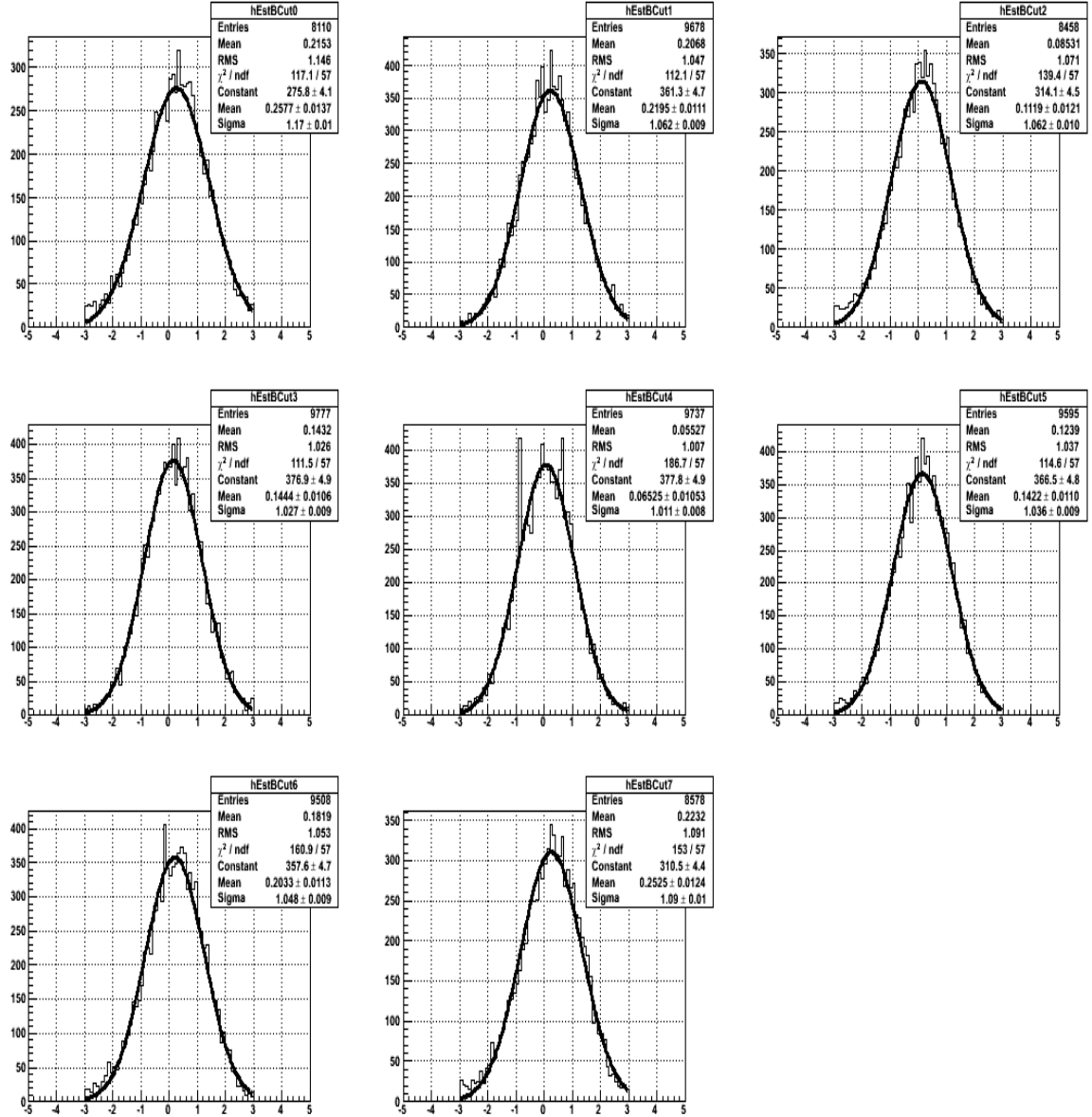


FIG. 4.24 – La distribution de l'estimateur B avec une coupure de 3σ . Les courbes sont ajustées par une gaussienne.

Une coupure de 3σ nous a permis d'avoir une distribution gaussienne d'un seul pic pour chaque faisceau. Le Tableau(4.11) montre la valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie. On remarque que la valeur moyenne de B est presque nulle et que l'écart-type tend

L'énergie du faisceau	La valeur moyenne de l'estimateur B	L'écart type
6 GeV	0.2577 ± 0.0137	1.17 ± 0.01
10 GeV	0.2195 ± 0.0111	1.062 ± 0.009
12 GeV	0.1119 ± 0.0121	1.062 ± 0.010
15 GeV	0.1444 ± 0.0106	1.027 ± 0.009
20 GeV	0.065 ± 0.010	1.011 ± 0.008
30 GeV	0.1422 ± 0.011	1.036 ± 0.009
40 GeV	0.2033 ± 0.011	1.048 ± 0.009
45 GeV	0.2525 ± 0.0124	1.08 ± 0.01

TAB. 4.11 – La valeur moyenne et l'écart-type de l'estimateur B avec une coupure de 3σ pour chaque valeur d'énergie du faisceau.

vers 1 pour toute la gamme d'énergie (6, 10, 12, 15, 30, 45) GeV.

4.1.6 Conclusion

En analysant les résultats de l'identificateur de photons appliqué à la fois aux données MC et aux données réelles du prototype CALICE, on remarque qu'il est très réaliste pour les données MC, parce qu'on arrive à avoir une seule distribution gaussienne qui identifie l'électron (positron) envoyé comme faisceau vers le prototype ECAL.

Ce qui concerne les données réelles, l'identificateur a pu identifier l'électron ou le positron envoyé comme faisceau, cela se traduit dans l'obtention de la distribution gaussienne pour chaque faisceau, en plus de ça, l'estimateur B a pu identifier la trace d'autre particule (muon par exemple) qui existait dans le faisceau (par exemple, le faisceau de 6, 12, 45 GeV) ou bien le bruit de fond (dans le faisceau de 10, 15, 20, 30, 40 GeV).

Si on s'intéresse qu'au faisceau principal (électron ou positron), il suffit de faire une coupure de 3σ (Coupure sur l'énergie en éliminant les Hits qui sont loin de la gerbe électromagnétique) pour avoir des bons résultats (Figure4.24)

CONCLUSION

Pendant la prise des données au CERN en 2006, les chercheurs ont constaté que la plupart des Pads périphériques du capteur répondent, formant un carré, alors qu'ils ne devraient pas. Ce phénomène s'appelle un "événement carré". La structure et la matière du détecteur sont liés à cet effet.

Le but des études effectuées est d'essayer de comprendre ce phénomène, de l'analyser et de trouver les solutions afin de résoudre ce problème.

Trois approches ont été faites :

- **Par simulation physique (outils type SILVACO) :** Simulation d'une partie du Wafer en injectant des charges au niveau des guard rings (continus et segmentés) pour voir l'influence sur les pixels voisins. Cette étude en simulation moins coûteuse en temps et en argent qu'une manipulation, m'a mis sur la bonne piste pour confirmer l'hypothèse de la diaphonie. Elle a prouvé que le problème des événements carrés est dû à un couplage capacitif entre le guard ring et les pixels périphériques. Par la même occasion, elle m'a donné l'idée d'une solution pour résoudre ce problème.

- **Par maquettage en pistes de cuivre sur substrat Epoxy :** Cela a permis de decorréler la composante purement géométrique de la diaphonie, d'effectuer son étude à moindre coût et de mettre en place le banc de test. Plusieurs topologies de guard rings sont alors mesurées sans besoin d'ordres de fabrication coûteux.

Les conclusions faites de cette étude sont :

- Avec des guard rings formés de segments de 3mm, la diaphonie est minimum.
- En revanche, lorsque les guard rings sont segmentés, il n'y a plus d'événements carrés.
- La méthode de mesure a été validée et le banc de test est calibré.

- **Par mesures :** Des mesures ont été faites, consistant à injecter un signal dans le guardring dans des vrais capteurs fabriqués par OnSemi, puis à évaluer les réponses des pixels périphériques.

D'après les résultats obtenus lors les études effectuées sur ces quatre types de

capteurs, on peut conclure que :

- L'hypothèse de diaphonie est bien à l'origine du problème "des événements carrés".

- De plus, il y a compatibilité entre les résultats obtenus par simulation SILVACO, Cu-Epoxy et les mesures sur capteurs OnSemi.

- La solution la plus efficace pour supprimer les événements carrés serait de segmenter les guard rings en 3mm.

Concernant la deuxième partie de cette Thèse, le but était de trouver des identificateurs de photon ou d'électron pour les séparer des autres particules qui se trouvent dans le faisceau. Pour les données MC, ces identificateurs fonctionnent très bien, ce qui nous permet de les utiliser dans des vrais données.

Les étapes du calcul sont :

- Rassembler tout les Hits d'un seul événement dans un seul Cluster (Photon candidat).
- La direction du photon candidat a est estimée par le vecteur de barycentre de tous les hits.
- La construction avec MC des deux estimateurs, $1/\alpha$ et β / α , qui présentent une distribution à peu près gaussienne.
- Utiliser ces estimateurs dans les données réelles pour identifier les photons (électrons).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. L. Glashow, " Partial Symmetries of Weak Interactions," Nucl. Phys.22(1961) 579.
- [2] A. Salam, "In Elementary Particle Theory," ed. N Svartholm, p. 397. Stockholm : Almquist & Wiksell(1968)
- [3] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phy. Lett. B38 (1970) 1285.
- [5] H. M. Barnett et al., Physical Review D54 1, (1996).
- [6] Particle Data Group, The Europ Phys. J.C. C15 (2000)1.
- [7] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane, and Sally Dawson. The Higgs hunter's guide. Number1. Addison-Wesley Publishing Company, Menlo Park, California, 1990.
- [8] ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report II, CERN-LHCC-99-15.
- [9] D0 Collaboration : S. Abachi et al., Observation of the top quark, hepex/9503003, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.
- [10] CDF Collaboration : F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225. CDF Collaboration : F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626.
- [11] H. Baer, S. Dawson and L. Reina, Measuring the top quark Yukawa coupling at a linear e^+e^- collider, Phys. Rev. D 61 (2000), 013002.
- [12] A. juste and G. Merino, Top-Higgs Yukawa coupling measurement at a linear e^+e^- collider, hep-ph/ 9910301.
- [13] P. Chen and K. Yokoya, Beam-beam Phenomena in Linear Colliders, KEK-report 91-2, 1991.
- [14] D. Schule, Study of Electromagnetic and Hadronic Background in the Interaction Region of the TESLA Collider, PH.D Thesis, Hambourg University (1996).
- [15] Y. Giomataris, P. Rebourgead, J.P. Robert and G.Charpak, Micromegas : a High Granularity Position Sensitive Gaseous Detector for High Particle Flux Environments, Nucl. Instrument. Meth, A376 (1996) 29.
- [16] F. Sauli, GEM : A New Concept for Electron Amplification in Gas Detectors, Nucl. Instrument. Meth, A386(1997) 531.
- [17] Segal, J.D ; Kenney, C.j ; Aw, C.H ; Parker, S.I ; Vilkelis, G. ; Iwanczyk,

- J.S. ; Patt, B.E. ; Plummer, J., A vertical high voltage termination structure for high-resistivity silicon detectors, Nucl. Science Symposium, 1997. IEEE.
- [18] T. Palviainen ; T. Tuuva ; K. Leinonen, Minimizing guard ring dead space in silicon detectors with an n-type guard-ring at the edge of the detector, ScienceDirect, 2006.
- [19] " Energy distribution of the crosstalk squares found in the test beam Calice ECAL data ", F. Morisseau, CIN-005, CALICE wiki page.
- [20] " Models of Crosstalk in Silicon Sensors and impact on the guard rings design", R. Cornat, CIN-007, CALICE wiki page.
- [21] " Occurrence dependencies of the square event effect in the test beam Calice ECAL data", F. Morisseau, CIN-004, CALICE wiki page.
- [22] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [23] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Instrum. Methods **128**, 283(1975).
- [24] G. Grindhammer et al. in Proceeding of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider, Tuscaloosa, AL, March 13-17, 1989, edited by R. Donaldson and M.G.D Gilchriese (World Scientific, Teaneck, NJ, 1989), p.151.